BENDROJI FIZIKA

III

P. BRAZDŽIŪNAS

BENDROJI FIZIKA

III DALIS

OPTIKA

Lietuvos TSR Ministrų Tarybos Valstybinio aukštojo ir specialiojo vidurinio mokslo komiteto leista naudoti vadovėliu respublikos aukštosiose mokyklose

Redagavo V. VANAGAS

VALSTYBINĖ
POLITINĖS IR MOKSLINĖS LITERATŪROS LEIDYKLA
VILNIUS — 1963

537
Br—115

Lietuvos TSR Ministrų Tarybos
Valstybinio aukštojo ir specialiojo vidurinio mokslo Komiteto
Mokslinės metodinės tarybos Fizikos-matematikos sekcijos
peržiūrėta ir pritarta

PRATARMĖ

Pateikiama skaitytojui bendrosios fizikos III dalis. Joje nagrinėjami šviesos (optikos) reiškiniai: iš pradžių aptariami geometrinės bei fizikinės optikos dėsningumai, vėliau nagrinėjami optiniai reiškiniai medžiaginėse aplinkose, kiek plačiau aprašomi fotoelektriniai reiškiniai puslaidininkiuose, kurie plačiai tiriami mūsų krašto aukštosiose mokyklose bei mokslinio tyrimo įstaigose. Knygos pabaigoje trumpai aprašyti spinduliavimo teorijos ir elektroninės optikos pagrindai. Knyga parašyta, prisilaikant to paties metodo, kaip ir ruošiant I bei II dalį.

Ruošiant šią knygą, vertingų nurodymų bei patarimų suteikė jos recenzentas docentas H. Jonaitis, redaktorius fiz. mat. m. k. V. Vanagas ir leidyklos redaktorius A. Petraitis, kuriems nuoširdžiai dėkoju. Dėkoju ir P. Breivei, padėjusiam paruošti knygai iliustracijas.

Apie pastebėtus knygos trūkumus, kurių gali pasitaikyti šioje knygoje, maloniai prašau pranešti autoriui.

Autorius

MOKSLO APIE ŠVIESĄ RAIDOS TRUMPA APŽVALGA

§ 1. NUO SENOVĖS LAIKŲ IKI XIX AMŽIAUS VIDURIO

Jau labai seniai žmogus pradėjo domėtis šviesos reiškiniais ir juos stebėti. Pirmoji patirtis iškėlė labai svarbią akies reikšmę šviesos jutimui. Todėl ankstyvajame laikotarpyje, aiškinant šviesos reiškinius, akis buvo laikoma šviesos šaltiniu. Vadinamoji „regėjimo spindulių“ hipotezė teigė, kad akis išspinduliuoja „regėjimo spindulių“ kūgį, kurio viršūnė guli akyje; to kūgio sudaromosios paliečia stebimo daikto kraštus, ir tada akis regi daiktą. Tačiau patirtis, kad tamsoje nematome, paskatino šviesos reiškinių kilimo vietą nukelti į aplinką.

Pirmąsias jau daugiau susistemintas ir apibendrintas žinias apie šviesos reiškinius ir jų aiškinimą senovės laikais užtinkame graikų filosofų raštuose. Euklidas (V—IV a. p. m. e.) savo ir pirmtakų patyrimą surašė dviejuose veikaluose — „Optikoje“ ir „Katoptrikoje“, kuriuose išdėstomi pagrindiniai geometrinės (spindulių) optikos dėsningumai. „Optikoje“ nusakomas tiesinio šviesos spindulių sklidimo dėsnis. „Katoptrikoje“ nagrinėjami šviesos atsispindėjimo nuo plokščių ir sferinių veidrodžių dėsningumai, paliečiami spindulių lūžimo reiškiniai. Čia aprašytas tyrimas su nugramzdintu į vandenį žiedu. Nematomas pro tuščio indo kraštą padėtas inde ant dugno žiedas pasidaro matomas, pripylus į indą vandens. Tais laikais jau buvo žinomas ir lęšių veikimas. Padavimas pasakoja, kad Archimedas (287—212 p. m. e.), naudodamasis įgaubtu veidrodžiu, sudegino romėnų laivyną Sirakuzų apgulimo metu. Šviesos spindulių lūžimo reiškinį nustatė ir Aristotelis (384—322 p. m. e.), stebėdamas iš dalies pagramzdinto į vandenį stripelio lūžį. Tačiau tik Ptolomėjus (II a., mirė 168 m.) išnagrinėjo jo dėsningumą ir padarė

išvadą, kad kritimo kampas yra proporcingas lūžimo kampui. Taip išreikštas lūžimo dėsnis išsilaikė iki Keplerio laikų.

Euklido „Optika“ ir „Katoptrika“ rėmėsi „regėjimo spindulių“ hipoteze. Ją neigė Aristotelis, tvirtindamas, kad regėjimas (šviesos jutimas) yra tarpininko tarp akies ir regimojo daikto judėjimo išdava. Šis teiginys yra jau lyg šviesos bangų teorijos užuomazga. Atomistų — Epikuro (341—270 p. m. e.), Lukrecijaus Karo (apie 99—55 p. m. e.) ir kt. raštuose užtinkame šviesos dalelių (korpuskulų) teorijos pradmenis. Jie tvirtina, kad regėjimą sukelia regimųjų daiktų išspinduliuojamos ploniausios plėvelės — daiktų „kopijos“. Jos gali prasiskverbti pro akytas (skaidrias) aplinkas ir sunaikinamos neakytų (neskaidrių) aplinkų; jos gali ir atsispindėti nuo neakytų aplinkų. Daiktų „kopijos“ sklinda dideliu greičiu, aplinkos ypatybės turi įtakos jų sklidimo greičiui. Tokios buvo svarbiausios žinios apie šviesos reiškinius antikiniais laikais.

Viduramžiais, įsiviešpatavus Europoje katalikų reakcijos jėgoms bei inkvizicijai, gamtos reiškinių tyrimas buvo laikomas baudžiamu žiauriausia mirtimi nusikaltimu. Tais laikais buvo slopinama bet kuri tikrojo mokslo mintis ir persekiojami pažangieji mokslininkai. Taigi, gamtos mokslo raidos sąlygos buvo labai nepalankios, tačiau ir jomis fizikos mokslas ir optika visgi vystomi, daugiausia arabų mokslininkų, kurie antikinį palikimą praturtino kinų ir indų pasiekimais. Optikos srityje žymių rezultatų pasiekė Algazenas (XI a.). Jis galutinai atsisako nuo „regėjimo spindulių“ hipotezės, daugiausia nagrinėja įvairių formų veidrodžių veikimą, paneigia Ptolomėjaus nusakytą kritimo ir lūžimo kampų proporcingumą, tiria regėjimo fiziologinius (akies veikimo, regėjimo kampo ir kt.) klausimus.

Viduramžiais Europoje optika vystėsi arabų mokslininkų pasiekimų įtakoje. Ją daugiausia išvystė garsusis naujojo metodo gamtos reiškiniams tirti — eksperimentinio mokslo skelbėjas R. Bekonas (1214—1294). Jis gerai pažino arabų mokslininkų optikos darbus. Savo darbuose jis rėmėsi Algazeno pasiekimais. Jis pirmas išmatavo sferinių veidrodžių židinio nuotolį, susekė sferinę aberaciją, tyrė lęšių didinimą ir pasiūlė akinius žmogaus regėjimui sustiprinti.

XV a. išaugus gamybinėms jėgoms ir išsiplėtus prekių mainams, prasideda feodalinės visuomenės irimas; ją pradeda pakeisti buržuazinė visuomenė. XV ir XVI a. didžiosios (Vasko

de Gamos, Magelano ir kt.) kelionės ir (Kolumbo Amerikos ir kt.) atradimai sudarė palankiausias sąlygas eksperimentiniams mokslams, jų tarpe ir fizikai, vystytis. Optika ypač suklestėjo XVII a., kai buvo ištobulinti optinių stiklų ir prietaisų gamybos metodai. XVII a. pabaigoje ji pasidaro plačia ir atskira fizikos sritimi, prilygstančia mechanikai, o gal ir ją viršijančia. Šio laikotarpio optikoje prasideda šviesos reiškinių prigimties dviejų skirtingų aiškinimų kova, kuri tęsėsi beveik iki šių laikų.

1611 m. Kepleris (1571—1630) paskelbė savo įžymųjį optikos veikalą „Dioptriką". Didelės reikšmės tolimesniam optikos vystymuisi turėjo jo sukurta regėjimo teorija. Pagal jo sudarytą projektą buvo pastatytas teleskopas, kuris naudotas Saulės dėmėms stebėti. Kepleris nustatė visiško vidaus atspindėjimo reiškinį. Ištyręs spindulių lūžimą, jis nustatė Ptolomėjaus suformuluoto lūžimo dėsnio netikslumą. Šį dėsnį jau griežtai išreiškė Snelius, o dabartine forma — Dekartas (1596—1650). Jį nustačius, galima buvo pradėti optines sistemas skaičiuoti.

Savo optinius tyrimus Dekartas išdėsto dviejuose prie veikalo „Samprotavimai apie metodus" prieduose (1637 m.). Apibūdindamas šviesos reiškinius, jis iš esmės iškelia šviesos bangų teorijos pradus. Dekartas laiko šviesą šviečiančio kūno dalelių sukelto slėgimo perdavimo procesu eterinėje aplinkoje.

Grimaldis (1618—1663) atrado šviesos difrakcijos reiškinį. Apšvietęs praeinančiu pro langinės plyšį Saulės šviesos pluoštu lazdą, jis pastebėjo, kad jos šešėlis yra žymiai platesnis už geometrinį ir kad iš abiejų pusių jį supa vaivorykštės spalvų juostos. O padėjęs šešėlio gale plokštelę su 2 arti viena kitos esančiomis skylutėmis, jis gavo jų išplėstus ir užsiklojančius atvaizdus. Grimaldis padarė svarbią išvadą, kad, sudėjus šviesą su šviesa, gali apšviestumas susilpnėti. Šiuos savo tyrimus jis aprašė veikale „Fizikinis-matematinis šviesos ir spalvų tyrimas", kuris sudarė fizikinės optikos pradžią.

Difrakcijos reiškinių paveiktas Grimaldis tik spėliojo, kad šviesa gali sklisti bangomis, panašiomis į vandens paviršiuje susidarančias bangas, o Hukas (1635—1703) jau tvirtai teigė, kad šviesa sklinda skersinėmis bangomis. Veikale „Mikrografija" (1665 m.) jis aprašo šviesos difrakcijos ir interferencijos reiškinius. Ištyręs plonų plokštelių spalvas, Hukas teisingai tvirtino, kad jų spalvų žaismą sukelia šviesos spindulių atsispindėjimas nuo priešakinio ir užpakalinio paviršiaus. Jis pastebėjo

spalvos priklausomybę nuo plokštelės storio. Bet tos priklausomybės dėsningumus nustatė Niutonas, taikydamas tam tikrą lęšių derinį — Niutono žiedus. Jis iškėlė šviesos periodiškumą. Šiais tyrimais Niutonas iš tikrųjų pirmą kartą išmatavo šviesos bangos ilgį.

Šiuo laikotarpiu buvo ir kitų reikšmingų optikos pasiekimų. 1675 m. Remeris (1644—1710) nustatė šviesos sklidimo greitį, stebėdamas Jupiterio palydovų užtemimų vėlinimąsi. Tai paskelbė Huigensas 1690 m. „Veikale apie šviesą". Huigensas (1629—1695) laikomas šviesos bangų teorijos kūrėju. Būdamas įsitikinęs, kad šviesa yra bangų judėjimas šviesos eteryje — hipotezinėje tam tikrų ypatybių aplinkoje, jis išvystė bangų sklidimo teoriją, kurios esmė išreikšta jo vardu vadinamame principe. Pritaikytą kristalinėms aplinkoms, ši teorija išaiškino 1669 m. Bartolino (1625—1698) atrastą dvigubą šviesos lūžimą. Bet Huigenso sukurtoje šviesos bangų teorijoje trūko ryškiausio bangos judėjimo požymio — periodiškumo, kurį nustatė Niutonas. Jo sukurtoji teorija iš esmės buvo aperiodinių impulsų teorija. Ji laikė šviesos bangas išilginėmis, todėl neįveikė išaiškinti paties jos kūrėjo nustatytos ir „Veikale apie šviesą" aprašytos šviesos bangų poliarizacijos. Jai buvo nesuprantami ir šviesos difrakcijos bei interferencijos reiškiniai. Vienu žodžiu, ji pasiliko geometrinės optikos rėmuose, todėl daugelio fizikų, jų tarpe ir Niutono, ji nepatenkino.

Niutonas (1643—1727) užbaigia šį didžiųjų atradimų optikos srityje laikotarpį. Jis pradeda optinius tyrimus, ieškodamas būdų optinių prietaisų trūkumams pašalinti. Tirdamas jis greitai suseka šviesos dispersiją. 1666 m. Niutonas nustatė, kad langinės plyšio atvaizdas, Saulės spinduliams praėjus pro prizmę, išplinta ir darosi spalvotas; gaunamas šviesos spektras. Padaręs nemaža įvairių tyrimų, Niutonas įsitikina, kad šviesos spindulys yra sudėtas iš įvairių spalvų ir skirtingai lūžtančių, praeinant pro prizmę, spindulių. Šie jo tyrimai yra spektroskopijos principų bei metodų pagrindas. Pvz., Niutono sukryžiuotų prizmių metodas, vėliau Vudo ir Roždestvenskio patobulintas, turi didelės reikšmės anomalinei šviesos dispersijai tirti.

Išskyręs monochromatinių spindulių pluoštą ir ištyręs jo savybes, Niutonas padarė išvadą, kad kiekviena vienalytė šviesa turi savo spalvą, atitinkančią jos lūžimo laipsnį, ir toji spalva negali kitėti, nei atsispindint, nei lūžtant šviesai. Jeigu atmes-

tume antros eilės (rentgeno bei regimosios šviesos išbarstymo) efektus, tai šis Niutono tvirtinimas būtų visiškai teisingas. Taigi, šviesa turi nekintamų ypatybių (spalvą ir kt.). Bet tik materialūs kūnai yra nekintamų ypatybių nešėjai, todėl ir šviesa turėtų būti tokia. Tokios griežtos išvados Niutonas nepadarė, bet jį tai paskatino palaikyti šviesos korpuskulų hipotezę. Nors jis aiškiai suprato, kad šviesos ypatybės yra labai sudėtingos ir kad jų galutinai išaiškinti neįveikia nei bangų, nei korpuskulų hipotezės.

Kaip jau minėjome, Niutonas nustatė šviesos periodiškumą ir skyrė jam didelės reikšmės, kurios nesuprato kiti to laiko fizikai. Norėdamas jį išaiškinti, jis šviesos spindulių dalelėms (korpuskuloms) priskyrė kai kurį vidinį periodiškumą, kuriuo aiškino spindulių atspindėjimą bei lūžimą. Krisdamos į skiriamąjį paviršių, spindulio dalelės sukelia aplinkos dalelių svyravimą, kuris sklinda aplinkoje greičiau už spindulį. Jei spindulio sklidimo ir aplinkos dalelių svyravimo kryptys sutampa, spindulys lengvai praeina pro skiriamąjį paviršių į antrąją aplinką. Priešingu atveju jis atsispindi. Tokia aplinkos kreipiamųjų bangų hipoteze Niutonas įvedė optikon dualistinę (bangos — dalelės) hipotezę. Aiškindamas dvigubą šviesos lūžimą ir poliarizaciją, Niutonas priskyrė spinduliui poliarinę ypatybę: šviesos spindulys turi 4 puses; dvi iš jų, gulinčios priešingose linkmėse, pasižymi dvigubo lūžimo ypatybe, o kitos dvi tos ypatybės neturi. Priklausomai nuo spindulio pasisukimo, jis ir gali dvejopai lūžti. Laikydamas lūžimą pirmaprade šviesos spindulių ypatybe, Niutonas manė, kad visos aplinkos yra vienodos dispersijos. Todėl jis teigė, kad negalima pašalinti chromatinės aberacijos ir, optinius prietaisus tobulinant, reikia statyti reflektorius.

XVIII a. optika buvo vystoma silpniau. Šiame amžiuje vyravo šviesos korpuskulų teorija, nors buvo ir šviesos bangų teorijos šalininkų. Toks buvo ir įžymusis mokslininkas Lomonosovas (1711—1765). Jis daugiausia tyrė optinių prietaisų gamybos klausimus bei tirpalų šviesos laužimą.

Išsiplėtus optinių prietaisų gamybai bei juos ištobulinus, iškilo reikalas kiekybiškai apibūdinti šviesos šaltinius. Taigi, mokslinio tyrimo ir buities poreikiai iškėlė naują optikos sritį — fotometriją. Pirmąjį šios srities veikalą „Optiniai šviesos gradavimo bandymai“ paskelbė 1729 m. Bugeris (1698—1758). Jame aprašomi šviesos šaltinių lyginimo, esant vienodam ekrano

apšviestumui, tyrimai. Be to, jis pirmas pradėjo tirti kūnų šviesos absorbcijos ir atsispindėjimo pajėgumus. Bet fotometrijos dėsningumus ištyrė Lambertas (1728—1777); jis juos paskelbė 1760 m. veikale „Fotometrija, arba apie šviesos, spalvų ir šešėlių matavimus ir palyginimus".

XVIII a. fizikai daug tyrė liuminescencijos reiškinius, tačiau fluorescencijos bei fosforescencijos reiškinių dėsningumai buvo nustatyti tik XIX a.

XIX a. vėl pradedama labiau domėtis optikos reiškiniais. XVII a. didelį susidomėjimą jais kėlė jūreivystės poreikiai, o XIX a. — elektros ir chemijos mokslų bei garo mašinų technikos spartus vystymasis. Šiluminių, šviesos bei elektros reiškinių tyrimai nurodė, kad jų prigimtyje yra kažkas bendra. Todėl šviesos reiškinių prigimties klausimas vėl pasidaro labai svarbus.

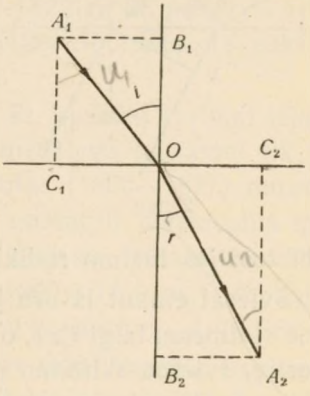
Šviesos prigimties klausimą 1801 m. iškėlė Jungas (1773—1829). Jis paskelbė šiuos šviesos bangų teorijos principus: 1) šviesos eteris yra labai retas ir elastingas ir užpildo visą erdvę; 2) kūnams šviečiant, eteryje sužadinami svyravimai, 3) regimos šviesos spalva priklauso nuo sužadintų svyravimų dažnumo, 4) visi materialūs kūnai sugeria eterį, todėl pastarasis susikaupia juose arba arti jų, pasidarydamas tankesniu, bet ne elastingesniu. Remdamasis jais, Jungas sukuria šviesos difrakcijos ir interferencijos teoriją ir ją pritaiko interferencijos reiškiniui, einant šviesai pro du plyšelius, paaiškinti.

Bet tuo laiku buvo susekti nauji šviesos reiškiniai, kuriuos išaiškinti ši teorija nepajėgė. Malius (1775—1812), tirdamas atsispindėjusią nuo lango stiklo šviesą Islandijos špato kristalu, nustatė, kad, šviesai atsispindėjus tam tikru kampu, vienas atvaizdas išnyksta. Esant kitokiems atspindžio kampams, regimi du atvaizdai; keičiant atspindžio kampą, vienas atvaizdas nyksta, o kitas šviesėja. Iš šių tyrimų Malius padarė išvadą, kad šviesos spindulys tikrai pasižymi tokiomis poliarinėmis ypatybėmis, kokios buvo keliamos Niutono hipotezėje. Ištirtus reiškinius jis išaiškino, priskirdamas šviesai dalelių prigimtį. Malius įvedė ir šviesos poliarizacijos sąvoką.

Tačiau kiek vėliau Arago (1786—1853), Briusteris (1781—1868) ir kiti nustatė chromatinės poliarizacijos reiškinį: padėtos tarp dviejų Islandijos špato prizmių kristalų plokštelės įgyja spalvą, kuri priklauso nuo plokštelės storio.

Šviesos chromatinės poliarizacijos bei poliarizacijos plokštumos sukimo reiškiniai vėl supainiojo šviesos prigimties klausimą. Šiuos reiškinius aiškinant Niutono iškelta šviesos dalelių hipoteze, reikėjo sukurti „judamosios poliarizacijos“ teoriją. Tačiau tada labai paprasti šviesos atsispindėjimo bei lūžimo reiškiniai pasidarė labai painūs. Todėl buvo labai pasigesta bendros šviesos teorijos, kuri pajėgtų išaiškinti visus tuo laiku žinomus šviesos reiškinius. Tokią teoriją ir sukūrė Frenelis (1788—1827). Praplėtęs Huigenso principą interferencija, Frenelis išvedė iš jo visus geometrinės optikos dėsnius ir parodė, kad jie tinka tik be galo dideliems palyginus su šviesos bangos ilgiu atspindintiems bei laužiantiems šviesą paviršiams bei angoms. Jis savo teoriją vėliau pritaikė difrakcijos ir chromatinės poliarizacijos reiškiniams aiškinti. Kartu su Arago atlikti tyrimai iškėlė poliarizuotų spindulių interferencijos dėsningumus, kurie buvo suprantami, tik esant skersinėms šviesos bangoms. Šia hipoteze abejojo ir pats Frenelis, nes, jo manymu, ji prieštaravo labai retuose elastinguose skysčiuose susidarantiems svyravimams. Eteris turėtų pasižymėti labai dideliu šlities elastingumu, o tai prieštarautų pastebimam kūnų judėjimui eteryje be trinties, nes eteris turėtų būti labai kietas. Bet šviesos bangų skersumo hipotezė padėjo išaiškinti ir daugelį kitų reiškinių: atsispindėjimą, lūžimą, dvigubą lūžimą, poliarizacijos plokštumos sukimą ir kt.

Frenelio teoriniai ir eksperimentiniai tyrimai pradėjo naują — elastingų eterio bangų optikoje laikotarpį. Niutono šviesos dalelyčių teorijai buvo suduotas skaudus smūgis. Bet galutinai, bent taip atrodė tuo metu, šių dviejų teorijų ginčą išsprendė Fizo 1851 m. padarytas eksperimentas Huigenso-Frenelio šviesos bangų teorijos naudai.



1 pav.

Kaip žinome, šviesos spindulys, eidamas iš vakuumo arba oro į vandenį, lūžta, artėdamas prie iškelto iš kritimo taško O statmens (1 pav.). Pagal Niutono teoriją, šviesos daleles, praeinančias pro dvi aplinkas skiriantį paviršių, veikia statmena šiam paviršiui jėga, sukelta aplinkos dalelių svyravimo, kliudydama

joms įsiskverbti į antrąją aplinką. Todėl jų dalis atsispindi nuo paviršiaus, o įsiskverbusios dalelės antroje aplinkoje sklinda jau kitokiu greičiu. Daleles veikianti jėga yra statmena paviršiui, todėl jų greičio liečiamoji dedamoji nepakinta, o statmenoji — padidėja, kai šviesos spindulys lūžta, artėdamas prie statmens. 1 pav. atkarpos $OA_1 \sim u_1$ ir $OA_2 \sim u_2$ pavaizduoja šviesos sklidimo greitį aplinkose, OB_1 ir OB_2 — statmenąsias, o OC_1 ir OC_2 — liečiamąsias greičio dedamąsias. Iš 1 pav. matyti, kad

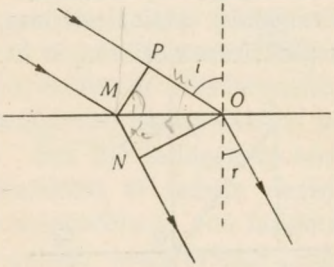
$$OC_1 = OC_2 = u_1 \cdot \sin i = u_2 \cdot \sin r, \qquad (1,1)$$

čia i ir r yra kritimo ir lūžimo kampai. Taigi, abiejų aplinkų santykinis lūžimo rodiklis

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{u_2}{u_1}. \qquad (1,2)$$

Lygtis (1,2) ir išreiškia šviesos spindulių lūžimo dėsnį šviesos dalelyčių teorijoje.

Šviesos bangų teorijoje šis dėsnis taip išreiškiamas. Tegu MP vaizduoja įspindusios, o NO — lūžusios bangos paviršių (2 pav.); per laiko vienetą jis paslenka iš MP į NO. Tada šviesos greitį pirmoje aplinkoje vaizduoja atkarpa $PO \sim u_1$, o antroje $MN \sim u_2$. Iš 2 pav. matyti, kad



2 pav.

$$MO = \frac{u_1}{\sin i} = \frac{u_2}{\sin r}; \qquad (1,3)$$

taigi

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{u_1}{u_2}. \qquad (1,4)$$

Abi teorijos lūžimo rodiklį išreiškia skirtingai.

Šviesai einant iš oro į vandenį, spindulys lūžta, artėdamas prie statmens, taigi $i > r$, o $n \geqslant 1$. Pagal Niutono šviesos dalelyčių teoriją, šviesos sklidimo greitis vandenyje turėtų būti didesnis už jo greitį vakuume arba ore. Šviesos bangų teorija tvirtina priešingai: vakuume arba ore šviesa turėtų sklisti greičiau kaip vandenyje. Fizo (1819—1896), išmatavęs šviesos sklidimo greitį vandenyje, surado, kad jis yra mažesnis už jos greitį ore. Vadinasi, šis tyrimas parodė, kad ir geometrinėje optikoje iš

šių dviejų teorijų reikia pasirinkti Frenelio sukurtą šviesos bangų teoriją.

Reikia pažymėti, kad dabartiniu metu Fizo eksperimentas nebelaikomas sprendžiamuoju. Tiesiogiai šviesos greitį matuojant, surandamas grupinis (§ 78), bet ne fazinis šviesos greitis. O Sneliaus lūžimo dėsnį išreikšdami, imame fazinių greičių santykį. Tačiau Fizo eksperimentas turi didelės istorinės reikšmės. Laikytas sprendžiamuoju, jis iškėlė šviesos eterio būvio judančiose aplinkose klausimą.

Tolimesnėje savo raidoje šviesos bangų teorija išaiškino ir tuos šviesos reiškinius, kuriuos iki to laiko aiškino tik šviesos dalelyčių teorija. Pvz., tokiu reiškiniu buvo šviesos dispersija. Bangų sklidimo greitis aplinkoje priklauso nuo jos elastingumo modulio ir tankio (I dal. § 41). Taigi, pagal Frenelio šviesos bangų teoriją, dispersijos neturėtų būti. Frenelis nurodo, kad jis savo teorijoje neatsižvelgė į aplinkos dalelių įtaką sklidimo greičiui, o ši įtaka turi priklausyti nuo bangos ilgio. Koši (1789—1857), remdamasis šia Frenelio mintimi, sukūrė šviesos dispersijos teoriją, priskirdamas šviesos eteriui atominę struktūrą. Jis buvo tos nuomonės, kad eterio atomų dydžiai labai maži, palyginti su nuotoliais tarp tų atomų, o pastarieji labai maži, palyginti su šviesos bangos ilgiu. Koši gautoji formulė atitiko to laiko eksperimentinius duomenis. Bet vėlesni Fraunhoferio (1787—1826), Heršelio (1738—1822) ir kt. padaryti šviesos spektrų tyrimai parodė Koši teorijos ribotumą. Ją pakeitė elektroninė šviesos dispersijos teorija.

Gausūs Fraunhoferio, Heršelio ir kt. spektrų tyrimai iškėlė vieną svarbią jų ypatybę: kiekviena medžiaga pasižymi tik jai vienai būdingu spektru. 1834 m. Talbotas (1800—1877) nurodė, kad optinė (spektrų) analizė leidžia nustatyti mažiausius medžiagos kiekius. Spektrinės analizės kūrėjais laikomi Kirchhofas (1824—1887) ir Bunzenas (1811—1899). 1859 m. Kirchhofas padarė pirmą optinės analizės klausimu pranešimą „Apie Fraunhoferio linijas“ ir tuo pradėjo turinčios labai svarbią teorinę ir praktinę reikšmę spektroskopijos ir spektrinės analizės laikotarpį.

Šalia spektroskopinių tyrimų, XIX a. buvo toliau plačiai tiriami šviesos interferencijos ir poliarizacijos reiškiniai, gaminami įvairūs interferometriniai ir poliarizaciniai prietaisai. Šviesos bangų teorijos pasiekimai leido geriau suprasti liuminescen-

cijos ir fotocheminius reiškinius. Energijos išsilaikymo dėsnis nurodė, kad šiuose reiškiniuose šviesos energija virsta arba kitokios kokybės šviesos, arba chemine energija. Ji nutiesė tiems reiškiniams aiškinti kelią.

Kartu su eksperimentine vystėsi ir teorinė optika. Jos uždavinys — ne tik sukurti visus optinius reiškinius paaiškinančią matematinę schemą, bet ir surasti šių reiškinių vidinį mechanizmą, visus eksperimentinius reiškinius glaudžiai susieti tarp savęs. Dinaminei šviesos teorijai sukurti teko naudotis elastingumo teorijos pasiekimais, nagrinėjant idealiai elastingą aplinką.

Pirminė Frenelio šviesos eterio elastingų bangų teorija rėmėsi visai nesuslegiamu elastingu eteriu. Jo tankis aplinkoje vienodas, bet jis staigiai pakinta, pereinant iš vienos aplinkos į kitą. Būdamas įsitikinęs, kad svyravimai, lygiagretūs su skiriamuoju paviršiumi, nekinta, eidami iš vienos aplinkos į kitą, Frenelis galėjo išreikšti atsispindėjusios ir lūžusios bangos amplitudes. Bet Frenelio teorijos eterio ypatybių apibūdinimas (staigus tankio kitimas) atrodė abejotinas. Todėl buvo sukurtos teorijos, pagrįstos kitokiais šviesos eterio modeliais, pvz., kad tankis kinta ne staiga, bet susidaro pereinamas sluoksnis (Koši teorija) arba kad, pereinant į kitą aplinką, eterio tankis lieka pastovus, o kinta jo elastingumas (Neumano teorija) ir kt. Bet visoms šioms teorijoms buvo vienaip arba kitaip priekaištaujama, nors bet kurios formos kinematinė skersinių bangų teorija įveikė išaiškinti visus eksperimentinius reiškinius.

§ 2. ŠVIESOS REIŠKINIŲ ELEKTROMAGNETINĖ PRIGIMTIS

XIX a. pradžioje Faradėjus (1791—1867), aiškindamas elektrinius ir magnetinius reiškinius, įvedė jėgų lauko sąvoką. Įelektrinto bei įmagnetinto kūno aplinkoje susidaro ypatingas būvis. Užpildantis visą erdvę hipotezinis šviesos eteris savotiškai deformuojamas; sakome, sukuriamas elektrinis bei magnetinis laukas. Dviejų įelektrintų bei įmagnetintų kūnų savitarpį veikimą Faradėjus aiškino šiomis deformacijomis. Šias Faradėjaus mintis Maksvelas (1831—1879) išreiškė matematinėmis lygtimis, sukurdamas 1857—1858 m. elektromagnetinio lauko teoriją. Svarbiausios šios teorijos išvados yra tokios. Sukeltas bet kuriame

erdvės taške elektromagnetinio lauko sutrikdymas sklinda elektromagnetinėmis bangomis. Šios bangos yra skersinės: elektrinio ir magnetinio vektorių kryptys yra statmenos tarp savęs ir statmenos bangos sklidimo krypčiai. Jos sklinda greičiu

$$u = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \tag{2,1}$$

čia c yra šviesos greitis vakuume, ε — aplinkos dielektrinė konstanta, μ — jos magnetinis pralaidumas. Pastarasis daugelio kūnų yra artimas vienetui, $\mu \approx 1$, todėl

$$u = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}. \tag{2,2}$$

Maksvelo elektromagnetinio lauko teorijos numatytos elektromagnetinės bangos buvo atrastos vėliau. Jas pirmas sužadino Hercas (1857—1894), panaudojęs tam tikrą virpesių kontūrą — Herco vibratorių. Bet jau pats Maksvelas teigė, kad šviesos bangos yra elektromagnetinės bangos. Taigi, Maksvelo teorija, priskirdama šviesos bangoms elektromagnetinę prigimtį, dvi dideles fizikos dalis — elektrodinamiką ir optiką — suliejo į vieną, pajungdama optiką elektrodinamikos dėsniams. Elektromagnetinių bangų sklidimo greitis iš dalies parėmė šį Maksvelo teigimą, nes vakuumo $\varepsilon = 1$, taigi, jame elektromagnetinės bangos sklinda tuo pačiu greičiu, kaip ir šviesa. Tačiau iškilo ir prieštaravimų. Iš lygties (2,2) išeina, kad šviesos bangų lūžimo rodiklis

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\varepsilon}$$

arba

$$n^2 = \varepsilon. \tag{2,3}$$

Ši lygtis tvirtina, kad šviesos lūžimo rodiklis, taigi, ir jos greitis nepriklauso nuo jos bangos ilgio. Bet šviesos dispersija aiškiai prieštarauja tai išvadai. Vėliau šis prieštaravimas buvo pašalintas, kai buvo atsižvelgta į atominę medžiagos struktūrą. Reikia pažymėti, kad Maksvelas elektromagnetinėje lauko teorijoje medžiaginėms aplinkoms priskyrė vientisą (kontinuumo) struktūrą, o tai, žinoma, neatitinka tikrovės. Ir tik kol elektromagnetinės bangos ilgis yra labai didelis, palyginti su atominiais dydžiais, medžiagą galime laikyti vientisa. Bet kai šis ilgis artėja prie atominių dydžių, o tai yra regimos šviesos

srityje, tada turime įskaityti atominės struktūros įtaką. Tai padarė Lorencas (1853—1928), sukurdamas elektroninę teoriją.

Elektromagnetinė šviesos teorija iš esmės nepakeitė šviesos bangų teorijos, o tik pakeitė kai kurių tos teorijos dydžių fizikinę reikšmę bei pagilino šviesos bangų prigimties supratimą, įjungdama šias bangas į bendrą elektromagnetinių bangų spektrą.

Kaip jau minėjome, tiriant šviesos sklidimo greitį medžiaginėse aplinkose, kilo klausimas, kokios įtakos turi aplinkos judėjimas šviesos greičiui. Tuo klausimu buvo sukurtos dvi teorijos, kurios įvairiai aiškino tą įtaką. Herco teorija teigė, kad šviesos eteris yra nešamas judamos aplinkos; taigi, aplinkos judėjimas neveikia šviesos reiškinių, ir, juos stebėdami, negalėsime nustatyti to judėjimo. Kitaip tariant, pagal šią teoriją Galilėjaus (1564—1642) iškeltas reliatyvumo principas tinka ir optikos reiškiniams. O Lorenco teorija tvirtino, kad šviesos eteris yra visai nejudamas. Todėl, judant aplinkoms (kūnams), turi susidaryti „eterio vėjas", kuris pagreitina arba sulėtina šviesos sklidimą judančioje aplinkoje, panašiai kaip oro judėjimas pakeičia garso sklidimo greitį. Iš elektrodinaminių bei optinių reiškinių galima būtų spręsti apie aplinkos judėjimo greitį nejudamo eterio atžvilgiu.

Siekdamas patikrinti Herco teorijos išvadas, Fizo išmatavo šviesos sklidimo greitį tekančiame vandenyje ir surado, kad judanti aplinka tik „velka" šviesos eterį. Eterio slinkimo greitis v_1, judant aplinkai greičiu v, yra mažesnis už pačios aplinkos slinkimo greitį ir išreiškiamas taip:

$$v_1 = kv = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v, \qquad (2,4)$$

čia n yra aplinkos lūžimo rodiklis, $k = 1 - \frac{1}{n^2}$ — vilkimo koeficientas. Taigi Herco teorijos teigimas tik iš dalies tepasitvirtino. Reikia štai ką pažymėti. Pagal Frenelio elastingų šviesos bangų teoriją, kūnuose eterio tankis yra didesnis kaip aplinkoje. Taigi, įeidamas į judančius kūnus, eteris turi sutankėti, vadinasi, turi juose slinkti tam tikru greičiu, mažesniu už kūno slinkimo greitį. Lorenco ir Frenelio teorijų išvados visai sutapo.

1881 m. Maikelsonas (1852—1931), išmatavęs šviesos sklidimo greitį Žemės judėjimo ir statmena šiam judėjimui krypti-

mi, nustatė, kad abiem kryptim šviesa sklinda tuo pačiu greičiu. Taigi, ir Lorenco teorijos teiginys nepasitvirtino. Abi teorijas teko atmesti.

1905 m. Einšteinas (1879—1955), apibendrinęs šių ir jiems panašių eksperimentinių tyrimų išdavas, klausimą išsprendė, įvedęs du visai naujus postulatus. Vienas — reliatyvumo principo elektrodinamikoje ir optikoje postulatas tvirtina, kad visose inercinėse sistemose elektrodinaminiai ir optiniai reiškiniai vyksta visai vienodai. Kitas — šviesos sklidimo greičio pastovumo vakuume postulatas sako, kad šviesos sklidimo greitis vakuume visai nepriklauso nuo šaltinio arba imtuvo judėjimo ir yra universali konstanta. Šviesos greitis yra didžiausias greitis, kokiu gali judėti materialus kūnas. Didesnio greičio negali būti. Šie postulatai sudaro jo sukurtos reliatyvumo teorijos pagrindą. Ši teorija ne tik pašalino prieštaravimus tarp atskirų tyrimų išdavų, bet pagilino laiko ir erdvės sąvokas; be to, ji įnešė į fiziką naujų teiginių, pvz., kūno masės priklausomybę nuo greičio, masės ir energijos ryšį ir kt. Reliatyvumo teorija paneigė šviesos eterį. Dabar fizika laiko elektromagnetinį lauką, taigi, ir šviesą lauko formos materija, kuri, kaip nustatyta branduolinėje fizikoje, tam tikromis sąlygomis gali virsti medžiagos formos materija.

XX a. pradžioje šviesos elektromagnetinių bangų teorija buvo išbaigta ir išaiškino visus svarbiausius šviesos reiškinius. Taigi, atrodė, kad jos iškeltoji elektromagnetinė šviesos prigimtis nebegali kelti jokių abejonių. Tačiau, kaip ne nuostabu, vėl reikėjo grįžti prie šviesos dalelių (korpuskulų).

XIX a. antrojoje pusėje buvo tiriami kūnų spinduliavimo reiškiniai. Lumeris (1860—1925), Stefanas (1835—1893), Prinsheimas (1859—1917), Michelsonas (1860—1927) ir kt. eksperimentiškai tyrė energijos pasiskirstymą absoliučiai juodo kūno spinduliavimo spektre. Buvo stengiamasi nustatyti bendrą spinduliavimo dėsnį, kuris išreikštų energijos pasiskirstymą visame absoliučiai juodo kūno spinduliavimo spektre, tačiau nepavyko. Ir tik Plankas (1858—1947), atsisakęs nuo tolydinio spinduliavimo pasiskirstymo ir įvedęs energijos kvantą $h\nu$ (h — Planko konstanta, ν — spinduliavimo dažnumas), išvedė formulę, kuri visai tiksliai nusakė tąjį energijos pasiskirstymą. Tokiu būdu Plankas vėl iškėlė spinduliavimo energijos daleles — fotonus. 1915 m. Einšteinas sukūrė šviesos fotoninę teoriją, kuri paprastai

išaiškino fotoelektrinį efektą, rentgeno spindulių išbarstymą ir kitus šviesos reiškinius, kurių neįveikė išaiškinti šviesos elektromagnetinių bangų teorija. Taigi, vėl buvo grįžta prie šviesos dalelyčių teorijos. Atrodo, kad šviesai yra būdinga ne tik banginė, bet ir dalelės prigimtis. Šiuo laiku šviesai priskiriame „bangos — dalelės“ prigimtį. Taip ją vadindami, pažymime, kad ji yra žymiai sudėtingesnė už bangos ir dalelės prigimtį; jos negalime apibūdinti nei kaip bangos, nei dalelės. Vienuose reiškiniuose (interferencijoje, difrakcijoje ir kt.) išryškėja šviesos prigimties bangos, o kituose (fotoelektriniame, Komptono efekte ir kt.) — dalelės požymis. Todėl pirmuosius reiškinius aprašydami, naudojamės bangų, o antruosius — dalelės aprašymo metodu. Bet nei vienas, nei kitas metodas neįveikia aprašyti visos šviesos reiškinių prigimties. Šiais abiem šviesos reiškinių aprašymo metodais naudosimės ir vėliau, pasirinkdami vieną arba kitą pagal nagrinėjamo šviesos reiškinio pobūdį.

§ 3. ELEKTROMAGNETINIŲ BANGŲ SPEKTRAS

Iki XVII a. pabaigos buvo žinomi tik regimieji šviesos spinduliai. Jie sudaro labai nežymią viso elektromagnetinių bangų spektro dalį; spektro pažinimas ilgainiui plėtėsi į ilgesnių ir į trumpesnių bangų pusę.

XVII a. pabaigoje pradėjo vystytis mokslas apie kūnų šiluminį spinduliavimą. Pirmasis šiluminius spindulius pastebėjo 1777 m. Šelis. Vėliau juos tyrė Piktė (1752—1825). Prevo (1751—1839), remdamasis Piktė tyrimais, sukūrė kūnų šiluminio spinduliavimo teoriją, kurioje teigė, kad šiluminiai spinduliai yra panašūs į šviesos spindulius. Šį Prevo teiginį visai patvirtino Heršelis, kuris atrado, kad padėtas už raudonųjų spindulių termometras įšyla smarkiau, kaip raudonųjų spindulių srityje. Todėl jis nusprendė, kad spektre už raudonųjų spindulių srities yra neregimų šiluminių — infraraudonųjų spindulių spektro sritis.

1800 m. Riteris, tirdamas šviesos poveikį AgCl druskai, nustatė, kad raudonieji spinduliai yra chemiškai mažai veiklūs. Spindulių cheminis veikimas stiprėja, einant į violetinę spektro pusę. Tačiau stipriausią cheminį poveikį jis pastebėjo už violetinių spindulių srities. Taigi, už violetinių spindulių spektre yra

dar neregimų, chemiškai labai veiklių ultravioletinių spindulių sritis.

Vadinasi, XIX a. pradžioje šviesos spindulių spektras susidėjo iš trijų sričių: infraraudonosios, regimosios ir ultravioletinės. Jos sudaro *optinį spektrą.*

XIX a. pabaigoje elektromagnetinių spindulių spektras vėl buvo išplėstas į abi puses. 1895 m. Rentgenas (1845—1923) atrado rentgeno spindulius. Ištyrus jų prigimtį, paaiškėjo, kad tai yra trumpesnės už ultravioletinius spindulius elektromagnetinės bangos. Ilgųjų bangų pusėje rentgeno spindulių sritis pereina į trumpųjų ultravioletinių spindulių sritį. O 1896 m. Bekerelis (1852—1908) atrado radioaktyvumą. Radioaktyvios medžiagos spinduliuoja γ-spindulius; jie yra elektromagnetinės bangos, kurių ilgis trumpesnis už ultravioletinių spindulių bangų ilgį. γ-spindulių ilgųjų bangų sritis pereina į trumpųjų rentgeno spindulių sritį, o trumpųjų bangų pusėje ji pasibaigia labai kietais γ-spinduliais, išspinduliuojamais didelės energijos branduolinių reakcijų metu kosminiuose spinduliuose arba labai galinguose elementarių dalelių greitintuvuose.

Kaip jau minėjome, 1884 m. Hercas sužadino elektriniu būdu ilgas (apie 60 m) elektromagnetines bangas, kurios šiuo laiku vadinamos *radijo bangomis.* Lebedevas (1866—1912), norėdamas patikrinti Maksvelo iškeltą teiginį apie šviesos bangų elektromagnetinę prigimtį, sužadino labai trumpas (apie 6 mm) radijo bangas. Pasilikusį tarpą tarp ilgųjų (apie 0,3 mm) infraraudonųjų spindulių ir ultratrumpųjų radijo bangų 1922 m. užpildė Glagoleva-Arkadjeva (1884—1945), sužadinusi masiniu spinduliuotoju (II dal. § 127) net 0,08 mm ilgio radijo bangas. Tokiu būdu infraraudonųjų spindulių spektro sritis buvo sulieta su radijo bangų sritimi. Dabartiniu metu elektromagnetinių bangų spektras išsiplėtė nuo be galo ilgų elektromagnetinių bangų — nuolatinės elektros srovės ($\lambda = \infty$) iki labai trumpų γ-spindulių (apie $\lambda = 10^{-12}$ cm). Jis paskirstomas į atskiras sritis.

1 lentelė

Elektromagnetinių bangų spektras

Spektro sričių pavadinimas		Srities apytikri riba
Nuolatinė elektros srovė		∞
Kintamoji elektros srovė	techninio dažnumo	∞—$3 \cdot 10^2$ km
	didelio „	$3 \cdot 10^2$—30 km

Tęsinys

Spektro sričių pavadinimas		Srities apytikri riba
Radijo bangos	ilgosios	30 km—3000 m
	vidutinės	3000 m—200 m
	trumposios	200 m—10 m
	ultratrumposios	10 m—1 mm
	mikroradijo	1 mm—0,08 mm
Infraraudonieji spinduliai		0,3 mm—0,75 μ
Regimoji šviesa		0,75 μ—0,4 μ
Ultravioletiniai spinduliai		0,4 μ—20 mμ
Rentgeno spinduliai		200 Å—0,01 Å
γ-spinduliai		0,01 Å—0,1 X

Trumpoms bangoms matuoti optikoje bei atominėje fizikoje naudojami tokie ilgio vienetai:

1 mikronas (μ) = 10^{-4} cm. 1 milimikronas (mμ) = 10^{-7} cm.

1 angstremas (Å) = 10^{-8} cm. 1 iksas (X) = 10^{-11} cm.

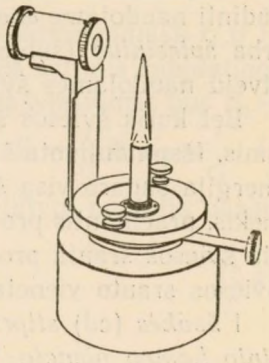
I SKYRIUS

FOTOMETRIJOS PAGRINDINIAI DYDŽIAI IR VIENETAI

§ 4. ŠVIESOS ŠALTINIAI — ETALONAI

XVIII a. išsivysčius optinių prietaisų gamybai ir tiems prietaisams ištobulėjus, iškilo reikalas kokybiškai apibūdinti šviesos šaltinius, taigi, mokslinio tyrimo ir buities poreikiai iškėlė naują optikos sritį — fotometriją. Pirmąjį iš fotometrijos veikalą „Optiniai šviesos gradavimo bandymai" paskelbė 1729 m. Bugeris. Jame aprašomi šviesos šaltinių, esant ekrano vienodam apšviestumui, lyginimo bandymai.

Kad galima būtų palyginti šviesos šaltinių spinduliuojamų šviesos srautų stiprumus, reikia turėti šviesos šaltinį — etaloną. Pirmuoju tokiu etalonu buvo laikoma tam tikro storio stearininė arba parafininė žvakė. Vėliau žvakės-etalonai buvo pakeistos lemputėmis-etalonais. Iš labiausiai vykusių etalonų-lempų reikia laikyti Hefnerio lemputę. Tai amilacetatinė lemputė (3 pav.), kurios degto storis yra 0,8 mm. Kai liepsnos aukštis yra 4 cm, tai jos spinduliuojamo šviesos srauto stiprumas laikomas lygiu 1 *Hefnerio žvakei.* Tačiau atviros liepsnos šviesos šaltinius nepatogu naudoti, todėl juos pakeitė žymiai pastovesni šviesos šaltiniai, kurie remiasi kietų kūnų švytėjimu. Pirmasis toks šviesos šaltinis — etalonas buvo specialios elektros (iš pradžių anglinio, vėliau volframinio siūlelio) lemputės. Jų spinduliuojamo šviesos srauto stiprumas buvo pavadintas *tarptautine žvake* (cd). Hefnerio žvakė buvo silpnesnė ir lygi 0,9 tarptautinės žvakės.



3 pav.

1948 m. buvo įvestas naujas dabar *SI* vienetų sistemoje naudojamas šviesos stiprumo vienetas — žvakė (cd). Tokio stiprumo šviesos srautą spinduliuoja grynos platinos stingimo (2046,6°K) temperatūroje absoliučiai juodo kūno 1/60 cm^2 ploto paviršius, kai šviesos stiprumas matuojamas statmenoje paviršiui kryptyje. Žvakė yra kiek mažesnė už tarptautinę ir šiek tiek didesnė už Hefnerio. Šio šviesos stiprumo vieneto srautas kiekvieną kartą gali būti labai tiksliai atkurtas. Šiam tikslui laboratorijose gaminamos pasižyminčios absoliučiai juodo kūno ypatybėmis (§ 85) krosnys su grynos platinos spinduliuotoju.

§ 5. FOTOMETRINIAI DYDŽIAI IR VIENETAI

Šviesos šaltinis spinduliuoja į erdvę elektromagnetinę energiją. Taigi, šviesos spinduliavimo ir šviesos šaltinio galingumą galime išmatuoti fizikiniais metodais ir išreikšti tokiais pat energetiniais vienetais (vatais, džauliais arba kalorijomis per sekundę), kokiais išreiškiame energijos srauto galingumą. Antra vertus, šviesą mes jaučiame ir apie šviesos stiprumą galime spręsti ir iš jos pojūčio stiprumo — šviesumo. Šviesos pojūčio nebegalime išmatuoti vien fizikiniais būdais bei išreikšti energetiniais vienetais, nes jis priklauso ir nuo akies fiziologinių ypatumų: jos jautrumas priklauso nuo šviesos spalvos, nuo tinklainės sandaros, jautrumo ir kt. Todėl šviesos spindulių pluoštams apibūdinti naudojame *energetinius* (objektyvius) ir šviesos pojūčio, arba *šviesinius* (subjektyvius), dydžius ir vienetus. Pastaruoju atveju naudojamės šviesos šaltiniais — etalonais.

Bet kuris šviesos šaltinis spinduliuoja šviesą visomis kryptimis. Išspinduliuota šaltinio per laiko vienetą visomis kryptimis energija sudaro visą *šviesos srautą*. O spinduliavimo energijos kiekis, praeinantis pro bet kurį paviršių per laiko vienetą, išreiškia šviesos srautą pro tą paviršių. Šviesos srautą žymėsime Φ. Šviesos srauto vienetas yra *liumenas* (lm).

1 *žvakės* (cd) *stiprumo šviesos šaltinio išspinduliuotas į erdvinio kampo vienetą* (1 steradianą) *šviesos srautas yra lygus* 1 lm.

Jeigu minėtas šaltinis visomis kryptimis yra 1 cd stiprumo, tai jo išspinduliuotas visas šviesos srautas yra 4π lm = 12,5 lm. Dabartinis šviesos etalonas statmena kryptimi iš 1 cm^2 išspinduliuoja šviesos srautą 60 lm/sr.

Šviesos (šaltinio) stiprumas I yra šviesos srautas, išspinduliuotas į erdvinio kampo vienetą.

Kai šviesos šaltinis į erdvinį kampą $d\omega$ išspinduliuoja šviesos srautą $d\Phi$, tai

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \tag{5,1}$$

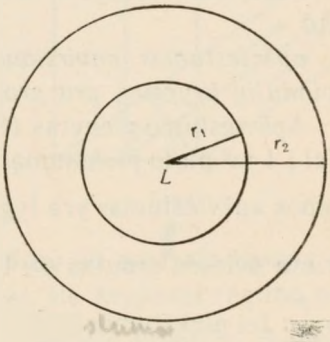
Visas šviesos srautas

$$\Phi = \int I \cdot d\omega, \tag{5,2}$$

o kai šaltinis tolygiai spinduliuoja visomis kryptimis, tai

$$\Phi = 4\pi I. \tag{5,3}$$

Šviesos srautas, kritęs į paviršių, jį nušviečia; mes regime ant paviršiaus esamus daiktus. Jei į ploto S paviršių krinta šviesos srautas Φ, tai į paviršiaus ploto vienetą krinta šviesos srautas $E = \Phi/S$. Dydį E vadiname paviršiaus *apšviestumu.*



4 pav.

Paviršiaus apšviestumą nusako krintantis į paviršiaus ploto vienetą **šviesos srautas.**

Laikydami šviesos šaltinį L centru, išveskime radiusų r_1 ir r_2 koncentrinius paviršius (4 pav.). Jei šviesos šaltinis spinduliuoja šviesos srautą Φ, tai vieno paviršiaus apšviestumas bus $E_1 = \frac{\Phi}{4\pi r_1^2}$, o kito $E_2 = \frac{\Phi}{4\pi r_2^2}$. Bet $\frac{\Phi}{4\pi} = I$, taigi $E_1 = \frac{I}{r_1^2}$ ir $E_2 = \frac{I}{r_2^2}$. Iš pastarųjų lygybių išvedame Lamberto nustatytą nuotolių dėsnį:

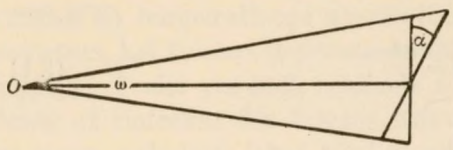
$$E_1 : E_2 = \frac{1}{r_1^2} : \frac{1}{r_2^2}. \tag{5,4}$$

Taigi,

apšviestumas, kurį sukelia taškinio šviesos šaltinio šviesa, krintanti statmenai paviršiui, yra atvirkščiai proporcingas paviršiaus nuotoliui.

Šis dėsnis griežtai tinka tik vienalytėms ir neabsorbuojančioms šviesos aplinkoms.

Nedideliame erdviniame kampe išveskime du paviršius, kurie tarp savęs sudaro kampą α. Vienas iš jų yra statmenas erdvinio kampo ω ašiai (5 pav.). Jei jų nuotolis nuo kampo viršūnės yra r, tai vieno plotas lygus ωr^2, o kito $\frac{\omega r^2}{\cos\alpha}$. Tada šių paviršių apšviestumai yra $E_1 = \frac{\Phi}{\omega r^2}$ ir $E_2 = \frac{\Phi}{\omega r^2} \cdot \cos\alpha$.



5 pav.

Iš čia

$$E_1 : E_2 = 1 : \cos\alpha. \qquad (5,5)$$

Pastarasis santykis išreiškia *kosinuso dėsnį*, kuris tvirtina, kad

apšviestumas paviršiaus, kurio normalė sudaro kampą su spindulių kryptim, yra proporcingas to kampo kosinusui.

Apšviestumo vienetas (*SI* vienetų sistemoje) yra *liuksas* (lx). Kai į 1 m^2 ploto plokštumą krinta 1 lm šviesos srautas, tai plokštumos apšviestumas yra lygus $1\ \text{lx} = \frac{1\ \text{lm}}{1\ \text{m}^2}$. Kai į ploto S plokštumą krinta šviesos srautas Φ, tai plokštumos apšviestumas $E = \frac{\Phi}{S} = \frac{I}{r^2}$. Jei plokštumos normalė sudaro su spindulių kryptimi kampą α, tai $E = \frac{I \cdot \cos\alpha}{r^2}$.

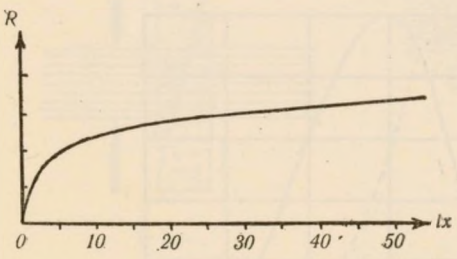
CGS vienetų sistemoje apšviestumo vienetas yra *fotas* (ph). 1 ph apšviestumą turime tada, kai į 1 cm^2 krinta 1 lm šviesos srautas.

Esant geram apšviestumui, nevargsta akys, ir galima aiškiai regėti. 6 pav. kreivė parodo, kaip aiškus regėjimas (R) priklauso nuo apšviestumo. Aiškiai matome tada, kai nutolusius 0,2′ kampu taškus galime regėti atskirai vieną nuo kito. Darbovietės apšviestumas turi būti: dirbant su stambiais daiktais — 10 lx, skaitant bei rašant — 25 lx ir piešiant bei dirbant su smulkiais daiktais — 50 lx. Dienos šviesa siekia 3000 lx.

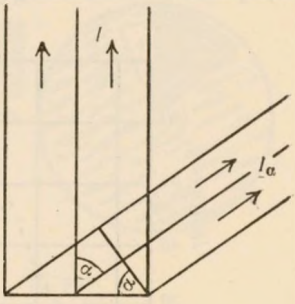
Švytinčių (šviečiančių bei kritusią šviesą išbarstančių) paviršių šviesines ypatybes nusakome jų ryškumu. Ryškumą B išreiškia paviršiaus šviesos stiprumo I statmena paviršiui kryptimi ir jo ploto S santykis:

$$B = \frac{I}{S}. \qquad (5,6)$$

Ryškumo vienetas *SI* sistemoje *nitas* (nt). 1 nt $= \frac{1\ \text{cd}}{1\ \text{m}^2}$. *CGS* sistemoje ryškumo vienetas yra *stilbas* (sb). 1 sb $= 1\frac{\text{cd}}{\text{cm}^2}$. Nešviečiantiems, bet išbarstantiems šviesą paviršiams stilbas yra perdaug didelis vienetas. Jų ryškumas nusakomas *apostilbais* (asb). 1 asb $= \frac{1}{10^4\pi}$ sb. Kai nedidelio gerai išbarstančio arba atspindinčio šviesą ploto S paviršiaus šviesos stiprumas statmena jam



6 pav.



7 pav.

kryptimi yra I, tai kryptimi, kuri sudaro su normale kampą α, stiprumas $I_\alpha = I \cdot \cos\alpha$ (7 pav.). Taigi, šia kryptimi regimo paviršiaus ryškumas bus lygus $\frac{I_\alpha}{S \cdot \cos\alpha}$, nes šia kryptimi regimas paviršiaus plotas yra lygus $S \cdot \cos\alpha$. Vadinasi, ryškumas šia kryptimi bus lygus $\frac{I \cdot \cos\alpha}{S \cdot \cos\alpha}$. Atseit,

tobulai barstančio šviesą spinduliuojančio šviesos šaltinio ryškumas nepriklauso nuo krypties, kokioje stebime šį šaltinį.

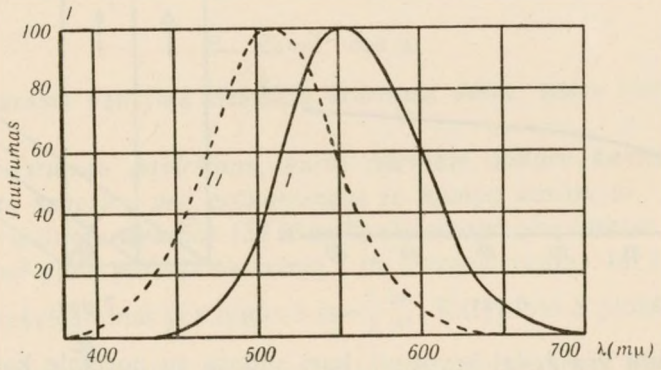
Pvz., spinduliuojantis tolygiai į visas puses šviesą rutulys atrodo vienodai ryškus.

2 lentelė

Kai kurių šviesos šaltinių ryškumas, išreikštas nitais

stearininė žvakė	$0{,}7 \cdot 10^4$	anglinio lanko krateris	$15 \cdot 10^7$
mėnulis zenite	10^4	Saulė	$15 \cdot 10^8$
dujinė kaitinamoji lemputė	$5 \cdot 10^6$	didelio slėgimo gyvsidabrio lempa	$25 \cdot 10^8$

Išreikšdami fotometrinius dydžius energetiniais vienetais, pvz., ergais per sekundę arba vatais, juos matuojame prietaisais, kurie šviesos energiją paverčia šilumine, pvz., termoelementais arba bolometrais. Tačiau labai dažnai naudojamės tokiais prietaisais, kurių jautrumas priklauso nuo spektrinės šviesos sudėties. Tokiomis ypatybėmis pasižymi fotoelementai, fotoplokštelės, bet ypatingai mūsų akys. Akių jautrumo priklausomybę nuo šviesos bangų ilgio vaizduoja 8 pav. kreivės, I — esant



8 pav.

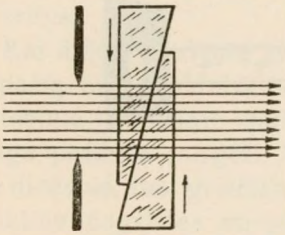
stipriems, II — silpniems apšviestumams. Iš jų matyti, kad akis yra jautriausia $\lambda = 555$ mμ bangos ilgio šviesai. Bangos ilgiui didėjant arba mažėjant, jos jautrumas žymiai krinta; pvz., kad bangos ilgio $\lambda = 760$ mμ šviesa sukeltų tokio pat stiprumo šviesos pojūtį, kaip $\lambda = 555$ mμ šviesa, jos energetinis stiprumas turi būti apytikriai 20 000 kartų didesnis. Kai šviesą stebime akimis, tai šviesos srautą vertiname pagal šviesos pojūtį.

Pagal šviesai matuoti naudojamų prietaisų pobūdį fotometrinius matavimus skirstome į dvi grupes: į *objektyvius*, daromus prietaisais, pvz., termoelementais, fotoelementais ir kt., ir *vizualinius*, kai matuojame akimis. Antruoju būdu matuodami, naudojame pagalbinius prietaisus, vadinamus *fotometrais*. Jais gauname šalia vienas kito matuojamų šviesos šaltinių nušviestus laukus, kurių palyginame apšviestumą. Akis labai greitai pastebi apšviestumų nevienodumą, nors kiekybiškai neįveikia tiksliau įvertinti apšviestumų skirtumo. Fotometruose laukų apšviestumus suvienodiname įvairiais būdais. Dažniausiai keičia-

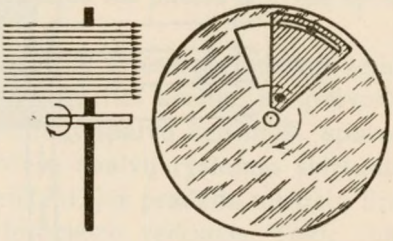
me nuotolį tarp šviesos šaltinio ir fotometro, tada palyginamųjų šviesos šaltinių stiprumą surandame iš šio santykio:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}; \qquad (6,1)$$

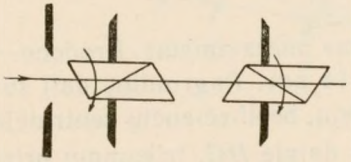
o kartais naudojami įvairių konstrukcijų šviesos silpnintuvai: *kilinis šviesos filtras* (9 pav.), didesnio arba mažesnio akelių



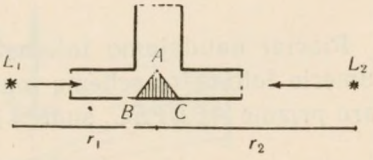
9 pav.



10 pav.



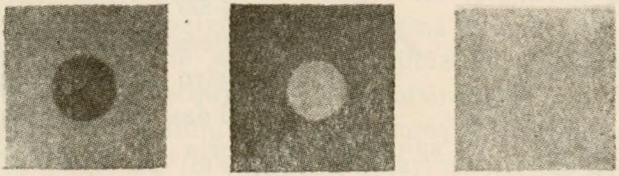
11 pav.



12 pav.

ploto *vielinis tinklelis, sukamas skritulys* su radialine išpiova (10 pav.) bei dviejų *poliarizacinių prizmių silpnintuvas* (11 pav.).

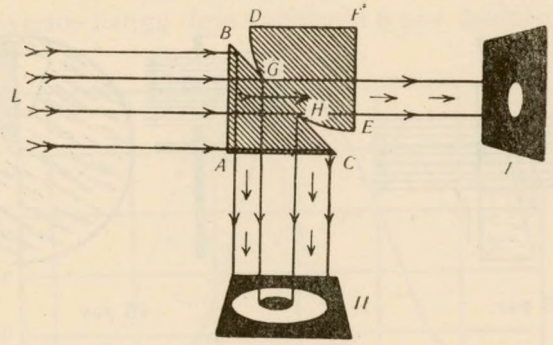
Fotometrų yra įvairių. Ričio fotometrą sudaro trikampė prizmė su baltomis sienelėmis *AB* ir *AC*. (12 pav.). Į jas krinta palyginamųjų šviesos šaltinių L_1 ir L_2 šviesa. Jų nuotolius r_1 ir r_2



a

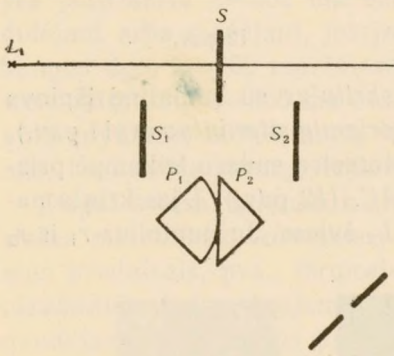
13 pav.

keičiame tiek, kad, stebint prizmę, jos briauna A visai išnyktų. Bunzeno fotometrą sudaro nedidelis popieriaus ekranas su riebaluota dėme viduryje (13 pav.). Kai ekranas iš abiejų pusių nevienodai apšviestas, tai, stebėdami iš stipriau apšviestos pusės, matome tamsią dėmę šviesiame lauke (*a*), o iš silpniau apšviestos — šviesią dėmę tamsiame lauke (*b*). Esant vienodiems apšviestumams, dėmė visai išnyksta (*c*).



14 pav.

Plačiai naudojamo fotometriniams matavimams Brodeno—Lumerio fotometro schemą matome 14 pav. Pagrindinę dalį sudaro prizmė *ABDFEC*, sudėta iš dviejų, besiliečiančių centrinėje dalyje *HG*, trikampių prizmių *ABGHC* ir *EHGDF*. Krintantieji į ją šviesos spinduliai lietimosi srityje *HG* praeina kiaurai, o kraštinėse srityse *BG* ir *HC* visiškai atsispindi. Todėl ekrane I turime centre šviesų skritulėlį, o ekrane II — šviesų žiedelį. Paties fotometro schema pavaizduota 15 pav. Palyginamųjų šviesos šaltinių L_1 ir L_2 spinduliai nušviečia abi ekrano S puses, nuo jo atsispindėję, krinta į S_1 ir S_2 ir, dar kartą atsispindėję, nušviečia fotometro prizmę P_1P_2. Stebėdami žiūronėliu prizmę,

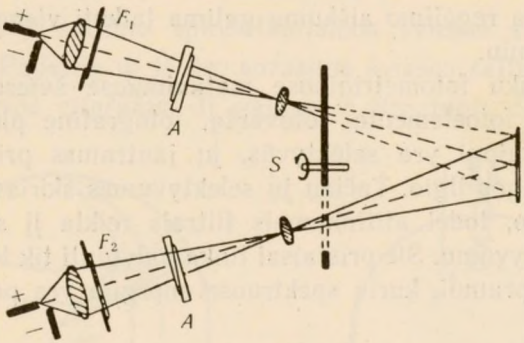


15 pav.

matysime arba šviesų skritulėlį tamsiame žiede, arba atvirkščiai. Keisdami šviesos šaltinių nuotolius nuo ekrano S, galime suvienodinti regimųjų laukų apšviestumą, tada matysime tolygiai apšviestą ekraną.

Nevienodos spalvos šviesos šaltinių sukeltų apšviestumų tiesiogiai palyginti negalime, nes akis neįveikia tiksliau palyginti skirtingų spalvų paviršių ryškumo. Skirtingų spalvų (heterochromatinėje) fotometrijoje šaltinių spinduliuojamoji šviesa išsklaidoma į spektrą ir palyginamos atskiros tos pačios spalvos spektro sritys.

Kai dviejų spalvotų šviesos šaltinių šviesa periodiškai veikia tą pačią akių tinklainės vietą, tai, greitai keičiantis spalvoms, pastebime jų mišinio spalvą. Lėtinant spalvų keitimąsi, spalvos staiga pradeda mirgėti. Kuo dviejų spalvų ryškumo skirtumas yra didesnis, tuo, greičiau jas keičiant, jos pradeda mirgėti. Šiuo reiškiniu pagrįstas mirgėjimo fotometro veikimas. Tokio fotometro schema pavaizduota 16 pav. Voltos lankų spinduliuojama

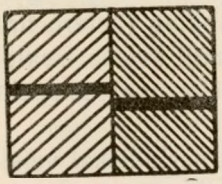


16 pav.

šviesa krinta į spalvotus filtrus F_1 ir F_2, toliau eina pro kilinius silpnintuvus A ir, praėjusi pakaitomis pro besisukančio skritulio S plyšį, krinta į ekraną arba akis. Toks fotometras periodiškai keičia spalvas. Spalvų keitimąsi lėtina ir spalvotos šviesos stiprumą keičia tol, kol išnyksta mirgėjimas ir tol, kai, mažiausia pakeitus šviesos stiprumą, vėl jis atsiranda.

Apie spalvotų šaltinių šviesos stiprumą galime spręsti ir iš judančio objekto regėjimo pojūčio vėlavimosi trukmės. Keturkampio ekrano abi pusės nušviestos skirtingos spalvos šviesa (17 pav.). Į ekraną atmetamas judančio žemyn ir aukštyn guls-

čio stripelio šešėlis. Apskritai, spalvų riboje matysime pertrūkusį šešėlį, nes judančių daiktų šviesinis pojūtis susidaro kiek pavėluotai, ir pojūčio vėlavimosi trukmė priklauso nuo apšviestumo. Laukų apšviestumą galime susilpninti bet kuriuo silpnintuvu tiek, kad judančio stripelio šešėlis abiejuose laukuose sudarytų tiesę. Tokiu būdu iš vėlavimosi trukmės galime spręsti apie apšviestumų skirtumą.



17 pav.

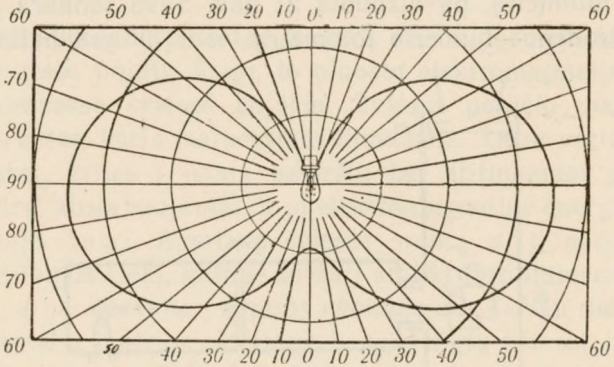
Techniškuose fotometruose įvairių dydžių vėlavimasis naudojamas stereoskopiniams efektams sukelti. Pvz., bifiliariškai pakabintą svyruoklę paleidžiame svyruoti plokštumoje ir stebime jos svyravimą, pridengę akis skirtingos spalvos stiklais. Tuomet atrodo, kad svyruoklė svyruoja elipsiškai. Sulyginus apšviestumą, šis efektas išnyksta.

Pagaliau akių regėjimo aiškumas taip pat priklauso nuo apšviestumo, bet ne nuo spalvos. Todėl nepriklausomai nuo spalvos vienodą regėjimo aiškumą galima laikyti vienodo apšviestumo požymiu.

Šiuo laiku fotometriniuose matavimuose šviesos imtuvais naudojame fotoelementą, fotovaržą, fotografinę plokštelę. Šie prietaisai taipgi yra selektyvūs, jų jautrumas priklauso nuo šviesos bangos ilgio. Tačiau jų selektyvumas skiriasi nuo akies selektyvumo, todėl atitinkamais filtrais reikia jį sulyginti su akies selektyvumu. Šie prietaisai tinka palyginti tik tokių šviesos šaltinių stiprumui, kurių spektruose energija yra pasiskirsčiusi vienodai.

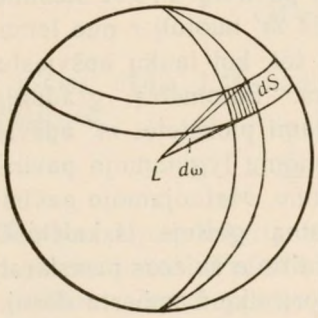
Paprastai, šviesos šaltiniai įvairiomis kryptimis spinduliuoja šviesą netolygiai. Jei norima šaltinio spinduliavimą nuodugniau ištirti, reikia šviesos stiprumą išmatuoti visomis kryptimis. Daugelis šviesos šaltinių pasižymi ašine simetrija, tai užtenka išmatuoti jų spinduliuojamos šviesos stiprumą išilgai vieno meridiano. 18 pav. pavaizduota elektros kaitinamosios lemputės šviesos stiprumo pasiskirstymas. Išmatuoti šviesos stiprumai sužymėti radiusais-vektoriais polinėje koordinačių sistemoje; išvestoji pro radiusų-vektorių galus kreivė ir nusako šviesos stiprumų pasiskirstymą. Iš pasiskirstymo kreivės galime išskaičiuoti visą šviesos srautą. Laikydami šviesos šaltinį *L* centru, išveskime rutulį, kurio radiusas lygus vienetui (19 pav.). Meridianiniais

ir platuminiais apskritimais rutulio paviršių suskirstykime į vienodo ploto dS paviršiaus elementus, kurių plotas savo skaitine reikšme lygus atsiremiančio į jį erdvinio kampo $d\omega$ skaitinei reikšmei. Šviesos srautas pro tokį paviršiaus elementą $d\Phi = I \cdot d\omega$, čia I yra šviesos stiprumas paviršiaus elemento vietoje.

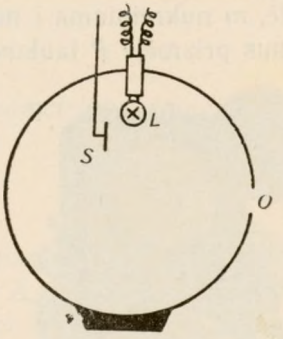


18 pav.

Taigi, šviesos šaltinio spinduliuojamos šviesos srautas $\Phi = \int I \cdot d\omega$. Padaliję Φ iš 4π, surasime šviesos šaltinio *vidutinį sferinį šviesos stiprumą*. Jį galime ir išmatuoti. Šiam tikslui



19 pav.

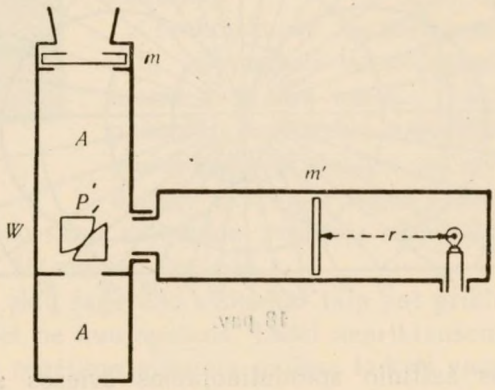


20 pav.

naudojami rutuliniai, arba integriniai, fotometrai. Rutulinis fotometras susideda iš tuščiavidurio 1—3 m diametro rutulio (20 pav.), kurio vidinis paviršius išdažytas šviesiai ir yra matinis. Į rutulį patalpina šviesos šaltinį L. Jo išspinduliuota šviesa daug kartų atsispindi nuo paviršiaus, ir visas rutulio paviršius esti vienodai apšviestas. Pro angelę O išmatuojame bet kurio

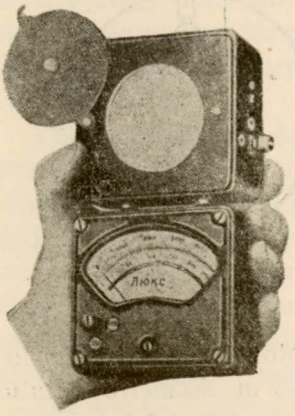
paviršiaus elemento šviesos stiprumą; ekranėlis *S* apsaugo paviršiaus elementą nuo tiesioginės šaltinio šviesos. Tada lengvai galime spręsti apie visą šaltinio spinduliuojamą šviesos srautą.

Šviesos technikoje labai svarbu yra išmatuoti įvairių paviršių apšviestumą. Jį galime tiesiogiai išmatuoti, naudodami paviršinį fotometrą, pavaizduotą 21 pav. Savo sandara jis panašus į Brodeno—Lumerio fotometrą. *m* ir *m'* yra balto matinio



21 pav.

(pieno) stiklo plokštelės; plokštelę *m'* apšviečia elektros lemputė, *m* nukreipiama į matuojamąjį paviršių. Pro *A* stebime regimus prizmėje *P* laukus. Plokštelės *m'* nuotolį *r* nuo lemputės keičiame tol, kol laukų apšviestumas susilygina. Fotometrą graduojame, palygindami plokštelės *m'* apšviestumą su žinomu lyginamojo paviršiaus apšviestumu. Matuojamojo paviršiaus apšviestumą galime išskaičiuoti iš šviesos šaltinio šviesos pasiskirstymo kreivės, pritaikę Lamberto dėsnį, kai žinoma šviesos šaltinio nuotolis nuo apšviečiamojo paviršiaus ir kampas, kuriuo šviesos spinduliai krinta į paviršių.



22 pav.

Pastaruoju metu apšviestumams matuoti plačiai naudojami *liuksmetrai* (22 pav.). Juos sudaro seleninis fotoelementas, sujungtas su jautriu prietaisu fotosrovei matuoti (mikroampermetru). Prie-

taiso skalė išgraduojama tinkamu būdu, jos padalos nurodo apšviestumą liuksais. Fotoelektriniai liuksmetrai naudojami fotografijoje ekspozicijos trukmei surasti, naudojant įvairaus jautrumo fotoplokšteles bei nevienodai stipriai jas apšviečiant.

§ 7. ŠVIESOS MECHANINIS EKVIVALENTAS

Šviesos spindulių pluoštas, kritęs į akis ir pasiekęs tinklainę, sukelia šviesos pojūtį. Taigi, to pluošto elektromagnetinė energija paverčiama šviesos pojūčiu. Šviesos pojūčio matas yra šviesos srautas, kuris matuojamas liumenais. Antra vertus, šviesos srautas, kritęs į juodą paviršių bei atitinkamai padirbtą kalorimetrą, absorbuojamas, ir jo elektromagnetinė energija virsta šilumine. Taigi, išmatavę šviesos srautą ir, jį absorbavus, sukurtą šilumos kiekį, galime surasti atotikį tarp liumeno ir vato bei cal/s, arba *mechaninį šviesos ekvivalentą.* Tačiau mūsų akys yra nevienodai jautrios skirtingų bangos ilgių šviesai (8 pav.). Jos yra jautriausios 5550 Å ilgio bangos žalsvai gelsvai šviesai. Todėl

mechaniniu šviesos ekvivalentu M vadiname išreikštą vatais galingumą, kuris, spinduliuojant 5550 Å bangos ilgio šviesos (elektromagnetinę) energiją, sukelia 1 liumeno šviesos srautą.

Išmatavus surasta, kad

$$M = 0{,}00147 \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{lm}} .$$

Atvirkščias dydis $1/M$ vadinamas *fotometriniu spinduliavimo ekvivalentu:*

$$\frac{1}{M} = 680 \frac{\mathrm{lm}}{\mathrm{W}} .$$

Šviesos pojūtį sukelia tik elektromagnetinės bangos, kurių ilgis yra aptikriai tarp 4000 Å ir 7500 Å. Tačiau bet kuris šviesos šaltinis spinduliuoja ne tik šias, bet ir ilgesnių bei trumpesnių ilgių bangas, kurių mūsų akys nemato. Todėl kalbame apie bet kurio šviesos šaltinio *šviesos našumą.* Šviesos našumą nusako viso teikiamo galingumo dalis, kuri virsta regimos šviesos energija; jis išreiškiamas lm/W. Atvirkščias dydis (W/lm) nurodo, koks reikalingas galingumas 1 liumeno šviesos srautui gauti.

Teorinis didžiausias šviesos našumas yra 680 lm/W. Tada našumo koeficientas $\eta = 100\%$. Baltos šviesos našumas yra 250 lm/W, našumo koeficientas $\eta = 35\%$.

Uždaviniai

1. Viršum stalo aukštyje $h=2$ m pakabintos 2 lempos; kiekvienos šviesos srautas yra lygus $\Phi=300$ lm. Nuotolis tarp lempų $l=1$ m. Koks yra stalo apšviestumas: a) po lempomis ir b) viduriniame tarp jų taške.

2. 25 m^2 ploto kvadratinio kambario centre pakabinta elektros lempa L. Laikydami ją taškiniu šviesos šaltiniu, suraskite, kaip aukštai nuo grindų ją reikia pakabinti, kad kambario kampuose apšviestumas būtų kuo stipriausias.

3. Pro langinės plyšį į kambarį įspindi Saulės spindulių pluoštas, kuris, kritęs į padėtą ant grindų balto popieriaus lapą, sudaro $S=80$ cm^2 zuikelį. Zuikelio apšviestumas $E=10\,000$ lx; šviesos atsispindėjimo nuo balto popieriaus koeficientas $k=0{,}8$. Suraskite apšviestumą: a) lubų viršum popieriaus, jei kambario aukštis $h=4$ m ir b) sienos aukštyje $h_2=2$ m, nuo grindų. Siena nutolusi per $l=3$ m nuo šviesos zuikelio ir statmena šviesos spindulių kritimo plokštumai.

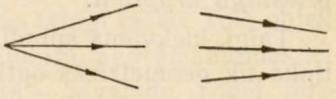
II SKYRIUS

PAGRINDINIAI GEOMETRINĖS OPTIKOS DĖSNIAI. ŠVIESOS ATSISPINDĖJIMAS

§ 8. ŠVIESOS SPINDULIŲ SKLIDIMAS ERDVĖJE

Šviesos šaltinių išspinduliuota šviesa nušviečia aplinkinius kūnus ir pasiekia mūsų akis. Sklindančios erdvėje šviesos nematome ir ją tik pastebime, kai ji, kritusi į aplinkinius kūnus, apšviečia juos. Taigi, mes matome tik sklindančios erdvėje šviesos kelio galą, kur kritusi į kūną šviesa yra atspindima arba išbarstoma. Jei šviesos sklidimo kelyje paskleisime labai daug šviesą išbarstančių smulkių dalelių, pvz., ore dulkelių arba dūmų, tai matysime šviesos kelio galinius taškus, kurių seka sudarys sklindančios šviesos kelią. Todėl matome pro siaurą angelę įspindusios į tamsų kambarį dulkėtame ore šviesos kelią. Kuo siauresnė angelė, pro kurią įspindi šviesa, tuo plonesnį šviesos pluoštelį matysime. Geometrinėje optikoje kalbame apie *šviesos spindulį* — be galo ploną šviesos pluoštelį; praktiškai turėsime visada kai kurio baigtinio storio pluoštą. Šviesos spindulį pavaizduojame plona tiese.

Iš taškinio šviesos šaltinio sklinda į visas puses šviesos spinduliai. Sklindantieji į erdvinį kampą šviesos spinduliai sudaro *spindulių pluoštą* (23 pav., *a* ir *b*). Išeinantieji iš taško šviesos spinduliai sudaro prasiskleidžiantį (diverguojantį) (*a*), o sueinantieji į tašką — susiglaudžiantį (konverguojantį) spindulių pluoštą (*b*).

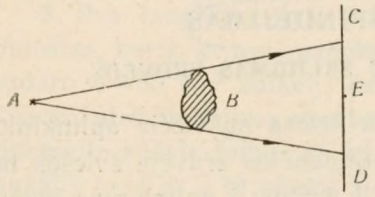


a) *b)*

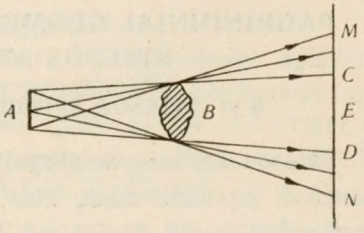
23 pav.

Vienalytėse aplinkose nesutrikdytas šviesos spindulys sklinda tiese. Tai rodo neskaidrių objektų šešėlių susidarymas. 24 pav. *A* vaizduoja taškinį šviesos šaltinį, *B* — pastatytą šviesos spin-

dulių kelyje neskaidrų kūną, *E* — ekraną. Sklindant šviesos spinduliams tiesėmis, į ekraną tarp taškų *C* ir *D* nepaklius joks šviesos spindulys; gausime griežtų kraštų šešėlį. Tačiau taškinio šviesos šaltinio neturime; visada naudojamės baigtinio ploto šviesos šaltiniais. Tokiais šaltiniais nušvietus neskaidrų kūną, visuomet susidarys, kaip rodo 25 pav., pusšešėlio sritis *MC* bei *ND*, į kurią tepaklius šviesos spindulių dalis. Šiuo atveju



24 pav.



25 pav.

turėsime tolydžiai stiprėjantį apšviestumą, pereinant iš šešėlio per pusšešėlį į šviesos sritį. Pusšešėlio plotis priklauso nuo šviesos šaltinio šviečiančio ploto ir nuo objekto nuotolių nuo šaltinio ir ekrano santykio. Kai objekto plotas yra mažas, palyginti su šaltinio plotu, susidaro tik pusšešėlis, o šešėlis visai išnyksta.

Kaip šviesos spinduliai sklinda erdvėje, geometrinėje optikoje nusako šviesos *spindulių eigos apgręžiamumo dėsnis*. Jis tvirtina:

jei nusklidusio tam tikromis sąlygomis šviesos spindulio kelias yra žinomas ir kitas spindulys sklinda kad ir labai trumpoje kelio dalyje lygiai taip pat, tik atvirkščia kryptimi, tai pastarasis ir visą likusią kelio dalį nusklis pirmojo spindulio keliu, tik priešinga kryptimi.

Taigi, kiekvieną spindulį galime apgręžti. Šis dėsnis griežtai tinka tik geometrinės optikos sąlygomis, taigi, kol šviesos bangos ilgiai yra labai maži, palyginti su apšviečiamų objektų dydžiais.

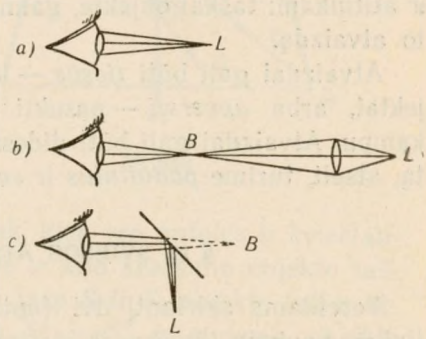
Geometrinei optikai didelės reikšmės turi ir *Ferma* (trumpiausio šviesos spindulio sklidimo laiko) *principas* (I dal. § 59).

Šviesos srautą galime suskaidyti į atskirus šviesos pluoštus kad ir atskiromis diafragmomis. Atskirų išskirtų šviesos pluoštų

poveikis visai nepriklauso nuo to, ar kiti pluoštai veikia kartu, ar šie yra pašalinti. Pvz., jei į fotoaparato objektyvą krinta platus vaizdo spindulių pluoštas, tai, dalį spindulių sulaikę, diafragmuodami objektyvą, susidariusio fotoplokštelėje atvaizdo nepakeičiame. Šią šviesos spindulių pluoštelių ypatybę vadiname jų *nepriklausomumu.*

§ 9. OPTINIS ATVAIZDAS

Kai išspinduliuoti šviečiančio taško *L* (26 pav., *a*) spinduliai, nekeisdami savo krypties, patenka mums į akis, mes matome tiesiogiai šį tašką. Šiuo atveju šviečiantis taškas yra prasiskleidžiančių spindulių kūgio viršūnėje, kurio pagrindas yra akių vyzdys. Kūgio viršūnė yra šviesos spindulių išeities taškas. Tokį spindulių pluoštą vadiname *homocentriniu* (bendro centro). Kai sklindantieji iš atskirų objekto paviršiaus taškų prasiskleidžiantieji spindulių pluoštai krinta į akis, mes matome šiuos objektus.



26 pav.

Kartais mums į akis krinta sklindąs iš atskirų objekto paviršiaus taškų *L* prasiskleidžiantis spindulių pluoštas, bet praėjęs ne tiesų kelią (26 pav., *b* ir *c*). Tada objektą mes matome ne ten, iš kur spinduliai iš tikrųjų sklinda (taškas *L*), bet ten, iš kur jie tariamai išeina (taškas *B*), nes sukeliančių šviesos pojūtį spindulių linkmę nusako jų eiga, krintant į akis. Tada sakome, kad regime *objekto L atvaizdą B.* Išlaikant spindulių homocentriškumą, objekto kiekvienas taškas bus atvaizduotas taipgi tašku. Tokį objektų atvaizdą vadiname *stigmatiniu.* Spindulių apgręžiamumas leidžia atvaizdą laikyti objektu, o objektą — atvaizdu. Todėl, turėdami stigmatinį atvaizdą, spindulių pluoštų centrus (taškinį objektą ir atvaizdą) vadiname optinės sistemos *sujungtiniais taškais.*

Gauso sukurtoje teorinėje optikoje nurodoma, kad objekto paviršiaus taškas bus atvaizduotas tašku tik tada, kai išeinąs iš

šio taško spindulių pluoštas sklinda be galo mažo pločio cilindro aplink optinę ašį ribotoje erdvėje ir pats atvaizdas yra šiame cilindre. Tokį spindulių pluoštą vadiname *paraksialiniu.*

Sklindančių iš atskirų objekto taškų prasiskleidžiančių spindulių kryptį galime optiniu prietaisu (lęšiu, prizme) taip pakeisti, kad jie vėl sueitų į vieną tašką ir toliau vėl sklistų praskleidžiančiu pluoštu, kaip ir iš objekto atskirų taškų. Tada gausime taško (objekto) *tikrą*, arba *realų*, *atvaizdą* (26 pav., *b*). Tačiau kartais į akis krinta prasiskleidžiantis spindulių pluoštas; ir spinduliai susikerta nebe išeities taške, juos pratęsus atgal (26 pav., *c*). Toks tariamas spindulių susikirtimo taškas yra objekto *menamas* taško *atvaizdas*. Jis susidaro tokiame taške, iš kurio spinduliai iš tikrųjų nesklinda. Kai objekto atskirų taškų atvaizdai sugula erdvėje vienas šalia kito tokia pat tvarka, kaip ir atitinkami taškai objekte, gauname tikrą arba menamą objekto atvaizdą.

Atvaizdai gali būti *tiesūs* — tokioje pat padėtyje kaip ir objektai, arba *apversti* — pasukti kai kuriuo (dažniausia 180°) kampu. Atvaizdai gali būti didesni arba mažesni už patį objektą, atseit, turime *padidintus* ir *sumažintus* atvaizdus.

§ 10. ŠVIESOS ATSISPINDĖJIMAS

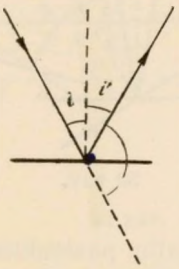
Pereidama skiriantį dvi (optiniu atžvilgiu) nevienodas aplinkas paviršių, šviesa iš dalies atsispindi, iš dalies pereina į kitą aplinką. Priklausomai nuo skiriančiojo paviršiaus ypatybių, šviesa gali arba visai atsispindėti, arba bent atsispindėjusioji šviesa gali būti žymiai stipresnė už įsiskverbiančią į kitą aplinką šviesą. Tuomet kalbame apie *šviesos atsispindėjimą*. Kai paviršius, nuo kurio atsispindi šviesa, yra visai lygus, turime *veidrodinį* šviesos atsispindėjimą. Taip atsispindi šviesa nuo veidrodžių (stiklo arba metalo), nuo gyvsidabrio, vandens paviršiaus. Bet kai atspindintis paviršius yra nelygus, turime *difuzinį* šviesos atsispindėjimą.

Šviesos atsispindėjimo dėsnis sako, kad (27 pav.)

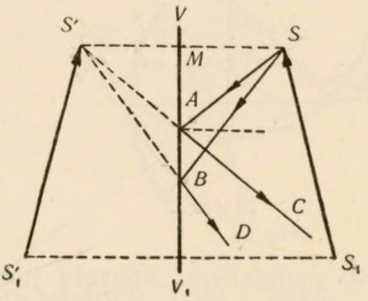
krintęs ir atsispindėjęs spindulys bei statmuo, iškeltas iš kritimo taško, yra vienoje — kritimo plokštumoje, o kritimo kampas i ir atsispindėjimo kampas i' yra lygūs, i=i'.

Veidrodiškai šviesa atsispindi nuo plokščių bei kitos formos veidrodinių paviršių. Iš pradžių suraskime šviečiančio taško *S*

arba objekto SS_1 atvaizdą plokščiame veidrodyje VV_1 (28 pav.). Kritę iš taško S į veidrodį spinduliai SA ir SB nuo jo atsispindi ir nusklinda kryptimis AC ir BD išsisklaidydami. Ir tik pratęsti atgal, jie susikerta ir atrodo tartum abu būtų išėję iš taško S'. Iš 28 pav. matome: $\Delta SAB = \Delta S'AB$, nes jų kraštinė AB yra bendra, o kampai prie AB yra atitinkamai lygūs. Tada $\angle ASM = \angle MS'A$. Vadinasi, $S'S \perp VV_1$ ir $S'M = MS$. Taigi, taško S atvaizdas yra statmenoje veidrodžio plokštumai tiesėje, išvestoje



27 pav.



28 pav.

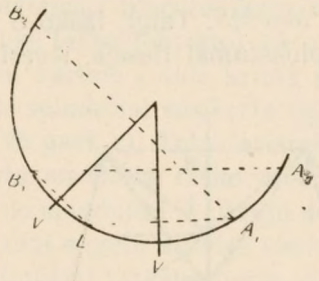
iš S, ir nutolęs nuo veidrodžio tiek, kiek yra nutolęs ir šviečiantis taškas S. Panašiai surandame ir kito kraštinio objekto taško S_1 atvaizdą S_1'. Visų tarpinių tarp S ir S_1 objekto taškų atvaizdai suguls atitinkamai tarp S' ir S_1' ir sudarys objekto atvaizdą $S'S_1'$. Jis yra menamas, tiesus, tokio pat dydžio ir veidrodiškai simetriškas: objekto dešiniosios pusės atvaizdas yra kairioji atvaizdo pusė, o kairiosios — dešinioji, nes objekto atvaizdas yra pasuktas 180°.

Sustatę du plokščius veidrodžius V bet kuriuo kampu, gausime kampinį veidrodį (29 pav.). Tinkamai stebėdami, matysime be galo daug objekto L atvaizdų A_1, A_2, B_1, B_2, .. abiejuose veidrodžiuose, nes tik kelis kartus atsispindėję nuo vieno bei kito veidrodžio spinduliai pateks į stebėtojo akį. Atvaizdų geometrinė konstrukcija abiejuose veidrodžiuose rodo, kad jie visi kartu su pačiu objektu guli apskritime, išvestame laikant centru kampinio veidrodžio viršūnę.

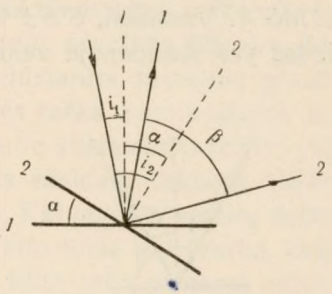
Žymiai paprastesnį atspindėjimo reiškinį kampiniame veidrodyje gauname tuo atveju, kai kampas tarp abiejų veidrodžių sudaro sveikąją 2π kampo dalį. Tada kai kurie atvaizdai sutampa.

Pvz., stačiakampiame veidrodyje matome tik 3 objekto atvaizdus, iš kurių vienas yra tiesioginis, nebe veidrodiškai simetrinis objekto atvaizdas.

Plokšti veidrodžiai labai plačiai naudojami įvairiuose prietaisuose šviesos spinduliams nukreipti reikalinga kryptimi arba



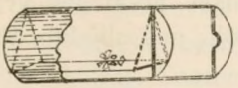
29 pav.



30 pav.

surasti nedideliems aparatų judamųjų dalių pasisukimo kampams. Kai spindulių pluoštelis krinta į plokščią veidrodėlį kampu i, tai atsispindėjęs jis nusklinda kryptimi, kuri sudaro su pirmine kryptimi kampą $180° - 2i$ (27 pav.). Pasisukus veidrodėliui kampu α (30 pav.), atsispindėjusio nuo jo spindulio kryptis pakinta $\beta = 2\alpha$, nes $\alpha = i_2 - i_1$, o $\beta = 2i_2 - 2i_1$.

Atsispindėjimu kampiniame veidrodyje remiasi kaleidoskopo veikimas. Jį sudaro veidrodinė prizmė, į kurios vidų įberiama įvairiaspalvių stiklo gabaliukų (31 pav.). Dėl daugkartinio netaisyklingai pabirusių stikliukų atsispindėjimo, jų atvaizdas sudaro gražią taisyklingą figūrą, kuri visą laiką keičiasi, sukant veidrodinę prizmę.



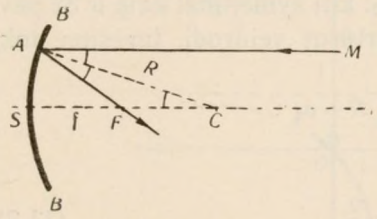
31 pav.

Kai atspindinčių šviesą kūnų paviršius nėra lygus, turime difuzinį šviesos atsispindėjimą. Nuo tokio paviršiaus atsispindėjusi šviesa sklinda visomis kryptimis. Nelygų paviršių galime laikyti sudėtu iš daugelio plokščių, skirtingai nukreiptų mažų veidrodėlių. Ir nuo kiekvieno tokio veidrodėlio šviesa atsispindi taisyklingai. Bet kadangi į tuos veidrodėlius ji krinta skirtingais kampais, tai, ir nuo jų atsispindėjusi, sklinda skirtingomis kryptimis. Mes matome apšviestus daiktus tik jų difuziškai atspindimos šviesos dėka.

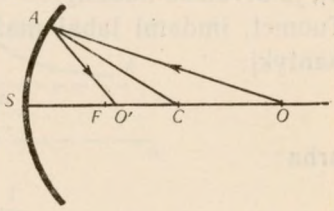
§ 11. GAUBTIEJI VEIDRODŽIAI

Gaubtieji veidrodžiai esti įvairios geometrinės formos: sferiniai, paraboliniai, cilindriniai ir kt. Jie yra išgaubti arba įgaubti. Dažniausia praktikoje naudojami *sferiniai veidrodžiai.*

Sferinių veidrodžių paviršius sudaro nedidelę sferos (rutulio) paviršiaus dalį (32 pav.). Veidrodžio centrinį tašką S vadiname jo *poliumi*, stygą BB — *apertūra*, sferos centrą C — veidrodžio *centru.* Išvestą pro taškus S ir C tiesę — *optine ašimi.* Paimkime



32 pav.



33 pav.

labai mažos apertūros įgaubtą veidrodį. Tegu į tašką A krinta einąs lygiagrečiai su jo optine ašimi spindulys. Atsispindęs nuo veidrodžio, jis nusklis kryptimi AF ir perkirs optinę ašį taške F. Šį tašką vadiname veidrodžio *židiniu*, o jo nuotolį nuo S — *židinio nuotoliu.* Iš 32 pav. matyti, kad $\angle MAC = \angle CAF = \angle ACF$; taigi, $AF = FC$. Be to, kai veidrodžio apertūra yra labai maža, $AF \approx SF$. Vadinasi, sferinio veidrodžio židinio nuotolis $SF = \frac{SC}{2}$. Pažymėkime veidrodžio židinio nuotolį $SF = f$, o jo radiusą SC — R, tada

$$f = \frac{R}{2}. \qquad (11,1)$$

Bet kuris kitas spindulys, einąs lygiagrečiai su optine ašimi, atsispindėjęs nuo veidrodžio, perkirs optinę ašį taške F. Taigi, visi lygiagretūs su optine ašimi spinduliai, atsispindėję nuo veidrodžio, eina pro jo židinį.

Iš esančio veidrodžio ašyje šviečiančio taško O (33 pav.) krinta į veidrodį spindulys OA ir, atsispindėjęs nuo jo, nueina kryptimi AO' ir perkerta optinę ašį taške O'. Pastarajame turime šviečiančio taško atvaizdą. Nustatykime ryšį tarp objekto, jo atvaizdo ir veidrodžio židinio nuotolių. Visus nuotolius matuojame nuo veidrodžio poliaus S. Susitarkime juos laikyti teigia-

mais (+), kai matuodami einame spindulio sklidimo kryptimi, ir neigiamais (−) — prieš spindulio sklidimo kryptį. Kitaip tariant, kai atvaizdas guli toje pat veidrodžio pusėje, kaip ir objektas (tikras atvaizdas), tada jo nuotolį nuo veidrodžio laikome teigiamu; o kai jis guli kitoje veidrodžio pusėje (menamas atvaizdas), jo nuotolį laikome neigiamu. $\angle O'AC = \angle CAO$ ir $\angle ACO'$ yra priekampis ΔAOC. Iš ΔCAO ir $\Delta O'AC$ turime: $\frac{CO}{AO} = \frac{O'C}{AO'}$. Pažymėkime objekto nuotolį nuo veidrodžio $AO \approx SO$ a_1, jo atvaizdo nuotolį $AO' \approx SO'$ a_2; kiti žymėjimai kaip ir 32 pav. Tuomet, imdami labai mažos apertūros veidrodį, turėsime tokį santykį:

$$\frac{-a_1 + R}{-a_1} = \frac{R - a_2}{a_2}$$

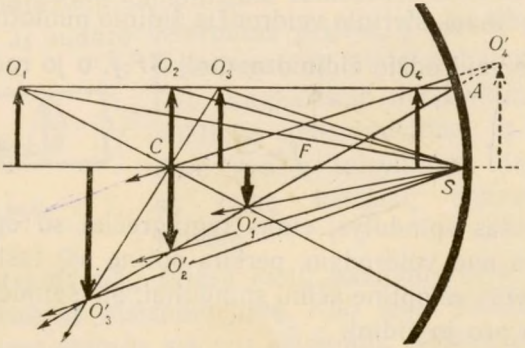
arba

$$\frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_1} = \frac{2}{R}. \qquad (11,2)$$

Bet $R = 2f$; įstatę šią reikšmę, gausime:

$$\frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_1} = \frac{1}{f}. \qquad (11,2a)$$

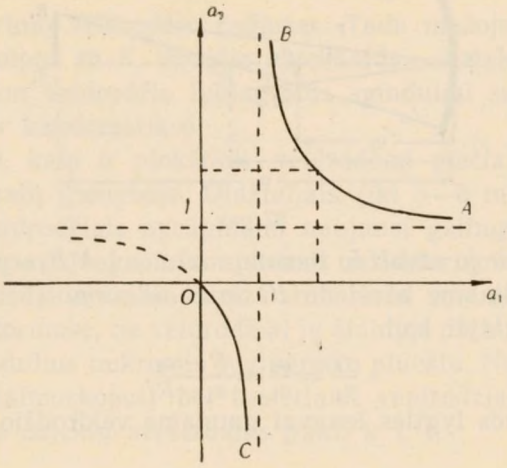
Iš lygties (11,2) arba (11,2a) galime apskaičiuoti atvaizdo nuotolį a_2 nuo veidrodžio, kai yra žinomi daikto ir veidrodžio



34 pav.

židinio nuotoliai a_1 ir f; arba išmatavę a_1 bei a_2 galime surasti veidrodžio f ir R. 34 pav. pavaizduota, kaip keičiasi objekto atvaizdo (O') vieta, kintant objekto (O) vietai optinėje ašyje. Kai objektas yra be galo toli, jo atvaizdas yra židinyje. Objektui

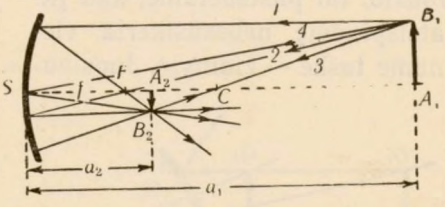
(O_1) artėjant iš begalybės į centrą, jo atvaizdas (O_2') slenka iš židinio į centrą. Centre objektas (O_2) ir jo atvaizdas (O_2') sutampa (tik atvaizdas yra apverstas). Objektui (O_3) slenkant iš centro į židinį, jo atvaizdas (O_3') tolsta iš centro į begalybę.



35 pav.

Kai objektas yra židinyje, jo atvaizdas susidaro begalybėje. Objektui (O_4) slenkant iš židinio F į veidrodį, jo atvaizdas (O_4') iš begalybės (kitoje veidrodžio pusėje) artėja prie veidrodžio. Veidrodžio poliuje S objektas ir atvaizdas sutampa.

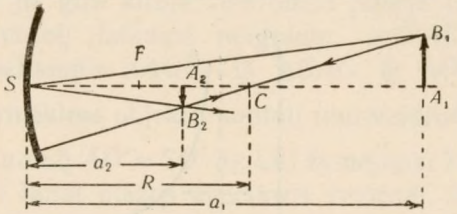
Objekto ir jo atvaizdo nuotolių nuo veidrodžio poliaus ryšį pavaizduoja 35 pav. kreivė: objektui esant tarp begalybės ir židinio — šaka AB, o tarp židinio ir veidrodžio — šaka CO. Pirmuoju atveju atvaizdas yra tikras ir apverstas, jo nuotolis teigiamas, o antruoju — atvaizdas menamas ir tiesus, ir jo nuotolis neigiamas.



36 pav.

Bet kurio objekto atvaizdui sudaryti išvedame tokius spindulius, kurių kryptis, jiems nuo veidrodžio atsispindėjus, yra žinoma. Tokie spinduliai yra: a) einąs lygiagrečiai su optine ašimi spindulys (1), atsispindėjęs eina pro židinį F (2) ir atvirkščiai (36 pav.);

b) einąs pro centrą (3), atsispindėjęs nuo veidrodžio, grįžta tuo pat keliu atgal; c) krintąs į veidrodžio polių kampu spindulys (4) atsispindi taip, kad su optine ašimi sudaro tokio pat dydžio kampą.



37 pav.

Objekto ir jo atvaizdo tiesinių matmenų $A_1B_1=y_1$ ir $A_2B_2=y_2$ santykį vadiname atvaizdo *tiesiniu didinimu* (bei mažinimu). Iš 37 pav. matyti, kad

$$\frac{y_2}{y_1}=\frac{a_2}{a_1}=\frac{R-a_2}{a_1-R}. \qquad (11,3)$$

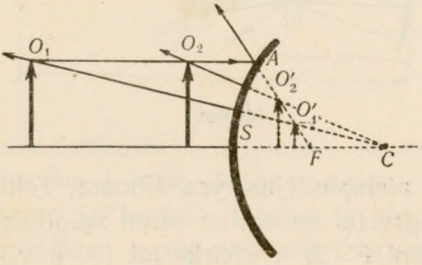
Iš pastarosios lygties lengvai gauname veidrodžio lygtį (11,2) bei lygtį

$$(a_1-f)(a_2-f)=f^2. \qquad (11,4)$$

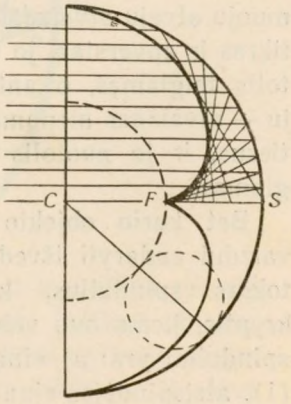
Pastaroji lygtis rodo, kad veidrodžio židinio nuotolis f yra (a_1-f) ir (a_2-f) ilgių geometrinis vidurkis.

Išgaubtųjų veidrodžių formulė yra tokia pat kaip ir įgaubtųjų. Atvaizdai išgaubtame veidrodyje yra visada menami, tiesūs ir sumažinti (38 pav.).

Iki šiol turėjome labai mažos apertūros veidrodžius. Jeigu tirtume lygiagrečių su optine ašimi spindulių atsispindėjimą nuo baigtinės apertūros sferinio veidrodžio, tai pastebėtume, kad jie atsispindėję nebesusikerta viename taške — židinyje. Juos su-



38 pav.



39 pav.

pa gaubiamoji — *katakaustika* (39 pav.). Katakaustika yra epicikloidė. Pastarąją galime sukonstruoti šiuo būdu. Laikydami įgaubto sferinio veidrodžio C centru, išbrėžkime $\frac{R}{2}$ radiuso apskritimą ir juo ridenkime kitą mažesnį $\frac{R}{4}$ radiuso apskritimą; čia R — sferinio veidrodžio radiusas. Tada mažojo apskritimo taškas, sutampąs su F, išbrėžia epicikloidę — katakaustiką. Atsispindėję nuo veidrodžio lygiagretūs spinduliai susitelks tarp veidrodžio ir katakaustikos.

Gaubtieji, kaip ir plokštieji, veidrodžiai plačiai naudojami optinių aparatų gamyboje. Didžiuliais (iki 5—6 m skersmens) sferiniais veidrodžiais aprūpinami naujausi galingi astronominiai reflektoriai. Maksutovo sistemos reflektoriuose naudojami menisko paviršiaus veidrodžiai. Paraboliniai veidrodžiai naudojami prožektoriuose; tie veidrodžiai jų židinyje patalpinto šviesos šaltinio spindulius nukreipia lygiagrečiu pluoštu. Nedideli medicininiai (oftalmoskopai) bei tualetiniai veidrodžiai naudojami padidintiems objektų atvaizdams gauti ir t. t.

Uždaviniai

1. Įgaubto sferinio veidrodžio kreivumo radiusas $R=40$ cm. Kaip toli nuo jo turi būti padėtas objektas, kad jo atvaizdas būtų:
   a) tikras ir 2 kartus padidintas ir
   b) menamas ir 2 kartus padidintas.

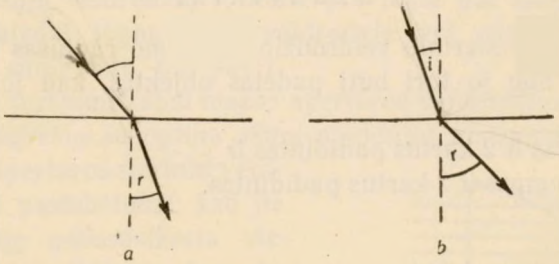
III SKYRIUS

ŠVIESOS LŪŽIMAS. ŠVIESĄ LAUŽIANČIOS OPTINĖS SISTEMOS

§ 12. ŠVIESOS SPINDULIŲ LŪŽIMAS

Šviesos spindulys, pereidamas dviejų skaidrių aplinkų, pvz., oro-vandens arba oro-stiklo ir kt., skiriantį paviršių, pakeičia savo sklidimo kryptį. Sakome, kad jis lūžta. Šį reiškinį vadiname *šviesos lūžimu*, arba *refrakcija*. Šviesos spinduliai lūžta visada, kai jie eina iš vienokių optinių savybių aplinkos į aplinką, pasižyminčią kitomis optinėmis savybėmis. Kaip jau minėjome (§ 1), šviesos ir apskritai bangų lūžimą sukelia nevienodas bangų sklidimo greitis abiejose aplinkose.

Šviesos lūžimo reiškinį ištyrus, įsitikinta, kad spinduliai lūžta visai dėsningai. Pažymėkime spindulių kritimo kampą *i*



40 pav.

(40 pav.), o jų lūžimo kampą *r*. Tada šviesos spindulių lūžimo dėsnį galėsime taip nusakyti:

a) *kritę ir lūžę spinduliai bei statmuo, iškeltas iš spindulių kritimo taško, yra vienoje plokštumoje;*

b) *kritimo i ir lūžimo r kampų sinusų santykis nepriklauso nuo spindulių kritimo kampo ir bet kuriom dviem aplinkom yra*

pastovus ir yra lygus šviesos sklidimo greičių u_1 ir u_2 pirmoje ir antroje aplinkoje santykiui,
taigi

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{u_1}{u_2} = const. = n_{12}. \qquad (12,1)$$

Dydį n_{12} vadiname aplinkų *santykiniu lūžimo rodikliu*. Kai šviesos sklidimo greitis u_1 pirmoje aplinkoje yra didesnis už jos sklidimo greitį u_2 antroje, tai šviesos spindulys lūžta, artėdamas prie statmens (40 pav., *a*), tada $n_{12}>1$, ir atvirkščiai, kai $u_1<u_2$, $n_{12}<1$ (40 pav., *b*). Šviesos greitis vakuume yra didžiausias, todėl visų medžiaginių aplinkų absoliutinis — vakuumo atžvilgiu lūžimo rodiklis yra didesnis už vienetą.

3 lentelė

Kai kurių medžiagų abs. lūžimo rodiklis 18°C temperatūroje
Na *D* spektro linijos atžvilgiu 20°C temperatūroje

vandens	1,333	lengvojo kronstiklo	1,515
alkoholio	1,362	sunkiojo flintstiklo	1,752
benzolo	1,501		

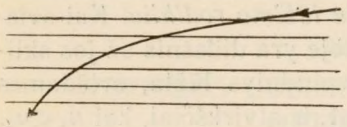
Dujų lūžimo rodiklis labai mažai tesiskiria nuo vieneto, todėl kai kuriais atvejais jį galime laikyti lygiu vienetui.

Didesnio lūžimo rodiklio medžiagos laikomos *optiškai tankesnėmis medžiagomis*. Jose šviesa sklinda lėčiau. Kalbėdami apie šviesos spindulių sklidimą optiškai skirtingose aplinkose, palyginame ne jų nueitus geometrinius, bet *optinius kelius*. Kai per laiką t vakuume šviesa nusklinda nuotolį $l=ct$, tai per tą patį laiką lūžimo rodiklio $n_1=\frac{c}{u_1}$ medžiaginėje aplinkoje ji nusklis tik nuotolį $l_1=u_1t$, o lūžimo rodiklio $n_2=\frac{c}{u_2}$ aplinkoje — nuotolį $l_2=u_2t$. Taigi, $\frac{l}{c}=\frac{n_1l_1}{c}=\frac{n_2l_2}{c}$. Šviesos nueito kelio ilgio l ir aplinkos lūžimo rodiklio n sandauga nl išreiškia optinį kelią. Ir tik šviesos nueiti per tam tikrą laiką optiniai, bet ne geometriniai keliai yra lygūs. Tokius kelius vadiname *tautochroniniais keliais*.

Keičiantis medžiagos temperatūrai bei jos tankiui, kinta ir jos lūžimo rodiklis. Kai pastarasis kinta tolydžiai, tai, praeidamas tokią medžiagą, šviesos spindulys išsilenkia. Kartais panašiai sklinda šviesos spindulys oro atmosferoje (41 pav.) ir, atsi-

spindėjęs aukštesniuose oro atmosferos sluoksniuose, grįžta atgal į žemę. Tokiu šviesos spindulių kreivaeigiu sklidimu aiškinami miražo („fata morgana“) reiškiniai.

Vasaros kaitrią dieną artimi žemės paviršiui oro sluoksniai įšyla daugiau, jie darosi retesni ir kyla aukštyn, o šaltesnio oro sluoksniai leidžiasi žemyn. Stebėdami pažemiui galime matyti atskirus oro sluoksnius ir dėl nuolatinio bei netaisyklingo oro lūžimo rodiklio kitimo stebimo atvaizdo mirguliavimą. Panašiai galime stebėti ir skysčio tirpalo atskirus sluoksnius, kai jo koncentracija nėra visur vienoda. Oro sluoksnių lūžimo rodiklio kitimu aiškinamas ir žvaigždžių mirgėjimas šaltą žiemos naktį.



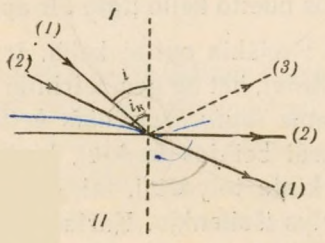
41 pav.

§ 13. VISIŠKAS ŠVIESOS ATSISPINDĖJIMAS

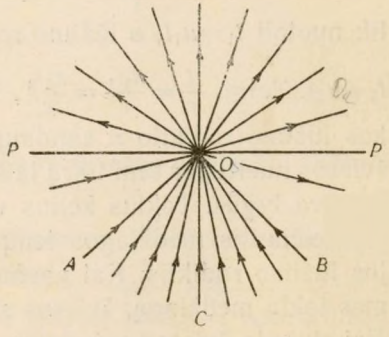
Kai šviesos spindulys (1) eina iš optiškai tankesnės į optiškai retesnę aplinką, jis lūžta, nutoldamas nuo statmens (42 pav.) (§ 12). Šiuo atveju kritimo kampas i yra mažesnis už lūžimo kampą r. Pirmosios aplinkos lūžimo rodiklį pažymėkime n_1, antrosios — n_2, $n_1 > n_2$. Tada

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{12} = \frac{n_2}{n_1} < 1. \qquad (13,1)$$

Didinant kritimo kampą i, didės ir lūžimo kampas r. Esant kai kuriam kritimo kampui i_r, lūžimo kampas bus lygus $r = \frac{\pi}{2}$. Tada



42 pav.



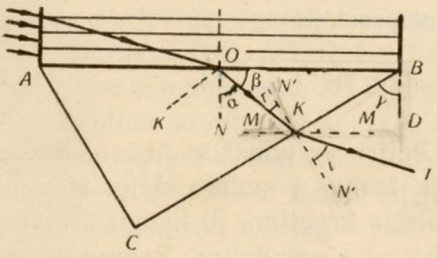
43 pav.

lūžęs spindulys (2) šliaužia abiejų aplinkų skiriamuoju paviršium. Šiuo atveju $\sin r = 1$ ir

$$\sin i_r = n_{12} = \frac{v_2}{v_1}. \qquad (13,2)$$

Padidinus kampą i_r, kad ir be galo mažai, lūžęs spindulys (3) turėtų eiti jau pirmoje aplinkoje. Tada jis jau atsispindi nuo skiriamojo paviršiaus pagal šviesos atsispindėjimo dėsnį (§ 10). Šį reiškinį vadiname visišku *šviesos atsispindėjimu*; o kritimo kampą, kada įvyksta visiškas vidaus atspindėjimas — *ribiniu kampu*. Pastarąjį nusako lygtis (13,2).

Tegu šviesos spinduliai, prieš išeidami iš vandens, krinta į vandens ir oro skiriamojo paviršiaus tašką *O* (43 pav.). Dėl visiško atspindėjimo tik sklindą (srityje) *AOB* spinduliai tegalės išeiti iš vandens; jie pasiskirstys visoje srityje *POP*. O einą (srityje) *POA* (bei *POB*) spinduliai visiškai atsispindi ir nusklinda į sritį *POB* (bei *POA*). Kampas $AOC = i_r$ yra ribinis, ir jį nusako lygtis (13,2). Dabar leiskimę spindulius priešinga kryptimi. Krintą ore visomis kryptimis į tašką *O* ir lūžę jie pasiskirsto tik srityje *AOB* ir visai nepakliūva į sritis *POA* bei *POB*. Ir tik stebėdami iš bet kurio srities *AOB* taško, galėsime matyti krintančią į vandenį šviesą. Stebėdami iš sričių *POA* bei *POB*, šviesos nematysime: vandens paviršius atrodys tamsus ir veidrodinis. Krintą iš srities *POA* į vandens paviršių spinduliai visai atsispindės ir nueis į sritį *POB* ir atvirkščiai.



44 pav.

Tokią šviesos eigą galime stebėti dideliuose akvariumuose, žiūrėdami iš šalies aukštyn į vandens paviršių. Jei stebėjimo tašką pasirinksime srityje *POA* arba *POB*, tai vandens paviršiuje, kaip veidrodyje, matysime akvariumo dugno panoramą.

Visišką atsispindėjimą daug kur naudojame praktiškai. Laboratorijoje juo naudojamės skysčių lūžimo rodikliui matuoti. Šiam tikslui skirti prietaisai vadinami *refraktometrais*.

Pagrindinę refraktometro dalį sudaro stiklo kūnas *ABC* (44 pav.). Ant jo pilame tiriamojo skysčio ir jį nušviečiame iš

šalies. Tegu stiklo lūžimo rodiklis n_0 yra didesnis už tiriamojo skysčio lūžimo rodiklį n. Kritę taške O šviesos spinduliai, perėję skysčio-stiklo skiriamąjį paviršių, susirinks srityje KOK. Kampas $NOK=\alpha$ yra stiklo-skysčio ribinis kampas. Kraštinis spindulys OK, pereidamas stiklo-oro skiriamąjį paviršių, lūžta, nutoldamas nuo statmens N', ir nusklinda kryptimi KI. Išveskime $BD \perp AB$ ir $MM \parallel AB$. Sužymėkime kampus: $\angle BOK=\beta$, $\angle KBD=\gamma$, $\angle IKN'=i$, $\angle OKN'=r$. Iš 44 pav. matyti, kad $\alpha+\beta=\frac{\pi}{2}$, $\angle MKN'=\angle KBD=\gamma$, kaip statmenų kraštinių kampai ir $\beta=\gamma-r$. Taigi, $\sin\alpha=\cos\beta=\cos(\gamma-r)=\cos\gamma\cdot\cos r+\sin\gamma\cdot\sin r$. Kadangi α yra stiklo-skysčio ribinis kampas, tai pagal lygtį (13,2) $n_0\cdot\sin\alpha=n$, taigi, skysčio lūžimo rodiklis

$$n=n_0(\cos\gamma\cdot\cos r+\sin\gamma\cdot\sin r)=$$

$$=n_0(\cos\gamma\sqrt{1-\sin^2 r}+\sin\gamma\cdot\sin r). \qquad (13,3)$$

Prilyginę oro lūžimo rodiklį vienetui, $\sin r=\frac{\sin i}{n_0}$. Įstatę tai į lygtį (13,3), gausime:

$$n=n_0\left(\cos\gamma\sqrt{1-\frac{\sin^2 i}{n_0^2}}+\sin\gamma\frac{\sin i}{n_0}\right)=$$

$$=\cos\gamma\sqrt{n_0^2-\sin^2 i}+\sin\gamma\cdot\sin i. \qquad (13,4)$$

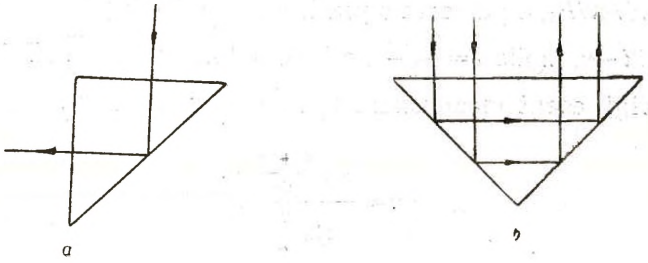
Kai stiklo kūnas ABC yra keturkampis, tai $\gamma=0$ ir $\sin\gamma=0$, o $\cos\gamma=1$. Tada lygtis (13,4) suprastėja:

$$n=\sqrt{n_0^2-\sin^2 i}. \qquad (13,5)$$

Tokias sąlygas turime, pvz., Pulfricho, panašias Abės ir kituose refraktometruose. Šiuo atveju kampą i sudaro išėjęs iš stiklo kraštinis spindulys KI su gulsčia kryptimi. Šį kampą išmatuojame, stebėdami žiūronėliu išėjusius spindulius. Regimasis laukas skirstosi į dvi dalis: tamsią IKB ir šviesią IKC. Žiūronėlį taip pastatome, kad jo siūlai sutaptų su šviesaus bei tamsaus lauko riba, ir apskritinėje skalėje atskaitome kampą, kurį žiūronėlio optinė ašis sudaro su gulsčia kryptimi. Dažnai refraktometrų skalėje sužymimi ne laipsniai, bet juos atitinkančios lūžimo rodiklio reikšmės.

Kietų kūnų lūžimo rodikliai matuojami šviesos spindulių, jiems einant pro prizmę, mažiausio nukrypimo metodu (§ 14). Tačiau ne visuomet galima pagaminti prizmę iš tiriamosios medžiagos. Tada naudojamas ir toks būdas. Iš dviejų skysčių, kurių vieno lūžimo rodiklis yra didesnis, o kito mažesnis kaip tiriamojo kūno padaromas toks mišinys, kad jo lūžimo rodiklis būtų lygus tiriamojo kūno lūžimo rodikliui. Tada įmerktas į tokį skystį tiriamasis kūnas pasidaro neregimas. O skysčio lūžimo rodiklis išmatuojamas anksčiau minėtu būdu. Dujų lūžimo rodikliai, paprastai, matuojami interferenciniais refraktometrais (§ 37).

Paminėtini ir tokie šviesos atsispindėjimo naudojimo atvejai. Šviesos spindulys, įspindęs stačiai į stačiakampės prizmės statinę plokštumą, krinta į įstrižainę jos plokštumą kampu, didesniu už ribinį kampą, ir, visiškai nuo jos atsispindėjęs, pakeičia savo sklidimo kryptį (45 pav., *a*). O kritęs stačiai į įstrižainę plokštumą



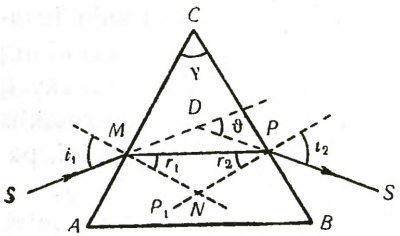
45 pav.

(45 pav., *b*), jis visiškai atsispindi nuo abiejų statinių plokštumų ir išeina iš prizmės, pakeitęs savo pirminę sklidimo kryptį 180° kampu. Stačiakampės prizmės naudojamos spindulių sklidimo krypčiai pakeisti monochromatoriuose, periskopuose, prizminiuose žiūronuose ir kt. Prizminiuose žiūronuose visiško atsispindėjimo prizmėmis yra apverčiamas objektų atvaizdas.

§ 14. ŠVIESOS SPINDULIŲ EIGA PRIZMĖJE

Šviesos spindulys, įeidamas į skaidrios medžiagos trikampę prizmę *ABC* (46 pav.), lūžta ir nukrypsta nuo pirminės krypties. Be to, jis išsisklaido į dedamąsias dalis (§ 57). Išeidamas iš prizmės, jis dar kartą lūžta ir dar daugiau nukrypsta. Pratęsę spindulio pirminę kryptį *SM* ir išėjus jam iš prizmės — *PS* iki

susikirtimo taške D, surasime jo nukrypimo kampą ϑ. Spindulių nukrypimo kampas ϑ priklauso nuo prizmės medžiagos optinių savybių ir nuo jos laužiamojo kampo ACB. Be to, bandymais surasta, kad jis priklauso ir nuo spindulių kritimo į prizmę kampo i_1. Didinant šį kampą, iš pradžių nukrypimas mažėja, pasidaro mažiausias ir vėliau vėl didėja. Tyrimas rodo, kad spindulys kuo mažiausia nukrypsta tada, kai jis prizmėje eina simetriškai — lygiagrečiai prizmės pagrindui AB. Tuomet $i_1=i_2=i$ ir $r_1=r_2=r$. Iš 46 pav. matyti, kad ϑ yra trikampio MPD priekampis, taigi, $\vartheta=\angle DMP+\angle MPD=i_1-r_1+i_2-r_2=2(i-r)$. O prizmės laužiamasis kampas $ACB=\gamma=r_1+r_2=2r$, nes $\angle ACB$ yra lygus $\angle MNP_1$, o pastarasis yra trikampio MNP priekampis. Taigi $\vartheta=2i-\gamma$, iš čia $i=\frac{\vartheta+\gamma}{2}$, o lūžimo kampas $r=\frac{\gamma}{2}$. Bet $\frac{\sin i}{\sin r}=n$, taigi, esant mažiausiam spindulių nukrypimui,



46 pav.

$$n=\frac{\sin\frac{\vartheta+\gamma}{2}}{\sin\frac{\gamma}{2}}. \qquad (14,1)$$

Vadinasi, išmatavę prizmės laužiamąjį kampą γ ir mažiausią spindulių nukrypimo kampą ϑ, galime apskaičiuoti prizmės medžiagos lūžimo rodiklį n.

Kai prizmės laužiamasis kampas yra mažas, tai spindulių nukrypimo kampas bus taipgi nedidelis; tada apytikriai kampų sinusų santykį galime pakeisti pačiu kampų santykiu. Šiuo atveju

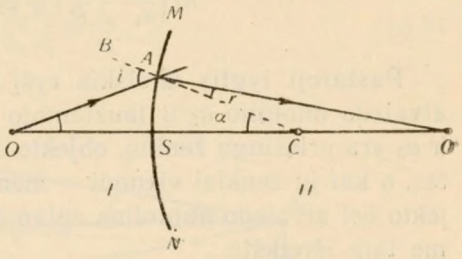
$$n=\frac{\frac{\vartheta+\gamma}{2}}{\frac{\gamma}{2}}, \qquad (14,2)$$

iš čia

$$\vartheta=(n-1)\gamma. \qquad (14,3)$$

§ 15. GAUBTI LAUŽIAMIEJI PAVIRŠIAI

Dvi aplinkas skiria ne plokščias, bet gaubtas paviršius. Jis gali būti sferinis, elipsinis, parabolinis, cilindrinis ir kitokios geometrinės formos. 47 pav. turime sferinį paviršių. S yra jo vidurinis taškas (polius), C — centras. Tiesė SC yra paviršiaus *optinė ašis*, styga MN — jo *apertūra*. Kai šviesos taškas (šaltinis) yra įgaubtoje sferinio paviršiaus pusėje, paviršių laikome *įgaubtu*, o kai išgaubtoje pusėje — *išgaubtu*.



47 pav.

Iš pradžių paimkime labai mažos apertūros išgaubtą sferinį paviršių. Išgaubtoje pusėje esančios (I) aplinkos absoliutinis lūžimo rodiklis yra n_1, o įgaubtoje pusėje (II) — n_2, tegu $n_1 < n_2$. Abiejų aplinkų santykinis lūžimo rodiklis $n = \frac{n_2}{n_1}$.

Iš esančio optinėje ašyje taško O sklinda spindulys AO, kuris, pereidamas laužiamąjį paviršių, lūžta, artėdamas prie statmens, ir nueina kryptimi AO'. Jis kerta optinę ašį taške O'; tame taške susidarys taško O atvaizdas. Pažymėkime: taško O nuo laužiamojo paviršiaus taško S nuotolį $SO = a_1$, jo atvaizdo nuotolį $SO' = a_2$, paviršiaus kreivumo radiusą $SC = R$. Kai laužiamojo paviršiaus apertūra yra labai maža, tai daug nesuklysime, laikydami $OA \approx OS$, $O'A \approx O'S$ ir $CA = CS$. Visus nuotolius matuojame nuo poliaus S. Jei taip matuodami einame prieš spindulio sklidimo kryptį, nuotolį laikome neigiamu, o jei spindulio sklidimo kryptimi — teigiamu. Pažymėkime kampus: $\angle BAO = i$, $\angle CAO' = r$, $\angle SCA = \alpha$. Esant labai mažai apertūrai, spindulys OA yra centrinis, ir kampai — maži. Iš 47 pav. matyti: iš ΔAOC $\frac{OC}{OA} = \frac{\sin i}{\sin \alpha}$ ir iš $\Delta CAO'$ $\frac{AO'}{CO'} = \frac{\sin \alpha}{\sin r}$. Pastarąsias lygtis panariui sudauginę, gausime:

$$\frac{OC \cdot AO'}{OA \cdot CO'} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Bet $AC = SC = R$, $OA \approx OS = -a_1$; $AO' \approx SO' = a_2$; $CO' = a_2 - R$.

Taigi,

$$\frac{-a_1+R}{-a_1}\,\frac{a_2}{a_2-R}=\frac{n_2}{n_1};$$

iš čia

$$n_1\left(\frac{1}{a_1}-\frac{1}{R}\right)=n_2\left(\frac{1}{a_2}-\frac{1}{R}\right). \qquad (15,1)$$

Pastaroji lygtis išreiškia ryšį tarp objekto nuotolio a_1, jo atvaizdo nuotolio a_2 ir laužiamojo paviršiaus radiuso R. Kai a_1 ir a_2 yra priešingų ženklų, objekto atvaizdas yra tikras ir apverstas, o kai jų ženklai vienodi — menamas ir tiesus. Pažymėję objekto bei atvaizdo nuotolius aplamai raide a, lygtį (15,1) galėsime taip išreikšti:

$$n\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{R}\right)=const. \qquad (15,2)$$

Šis reiškinys vadinamas *Abės nuliniu invariantu.*

Lygtį (15,1) galime ir taip išreikšti:

$$\frac{n_1}{a_1}-\frac{n_2}{a_2}=\frac{n_1-n_2}{R}. \qquad (15,3)$$

Sakykime, kad objektas yra be galo toli, $a_1=\infty$. Tada iš lygties (15,3) turėsime:

$$a_2=\frac{n_2R}{n_2-n_1}=f_2. \qquad (15,4)$$

Tiek nutolusiame taške susirenka lygiagretūs spinduliai, praėję pro laužiamąjį paviršių. Tą tašką vadiname laužiamojo paviršiaus *atvaizdo židiniu.* Pažymėkime jį F_2. Kai objekto atvaizdas yra be galo toli, taigi kai $a_2=\infty$, tada

$$a_1=-\frac{n_1R}{n_2-n_1}=f_1. \qquad (15,5)$$

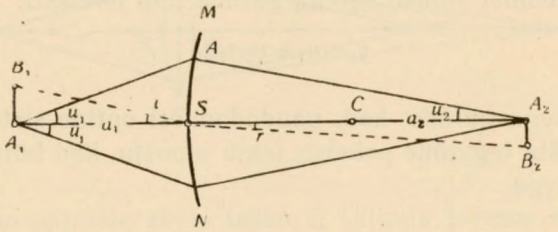
Nuotolyje f_1 turi būti objektas, kad jo atvaizdas būtų begalybėje. Tiek nutolusį tašką vadiname *objekto židiniu.* Jį žymime F_1. Židiniai esti *tikrieji* ir *menamieji.* Pastaruosiuose susirenka spinduliai, tik juos pratęsus atgal. Iš lygčių (15,4) ir (15,5) randame:

$$\frac{f_2}{f_1}=-\frac{n_2}{n_1} \quad \text{arba} \quad n_1f_2+n_2f_1=0. \qquad (15,6)$$

Išvestos pro židinius statmenos optinei ašiai plokštumos vadinamos *židinių plokštumomis.*

Objekto atvaizdo ir paties objekto tiesinių matmenų santykį vadiname *tiesiniu didinimu.* Pažymėkime objekto A_1B_1 ilgį y_1, o jo atvaizdo A_2B_2 — y_2, tai tiesinis didinimas

$$V = \frac{A_2B_2}{A_1B_1} = \frac{y_2}{y_1}. \qquad (15,7)$$



48 pav.

V yra teigiamas, kai atvaizdas yra tiesus, ir neigiamas, kai jis yra apverstas. Iš 48 pav. matome:

$$\frac{y_1}{a_1} = \operatorname{tg} i \text{ ir } \frac{y_2}{a_2} = \operatorname{tg} r; \text{ bet } \frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1},$$

taigi

$$\frac{n_1 y_1}{a_1} = \frac{n_2 y_2}{a_2} \text{ ir } \frac{y_2}{y_1} = V = \frac{n_1}{n_2}\frac{a_2}{a_1}. \qquad (15,8)$$

n_1 ir n_2 yra visada teigiami; taigi V ženklas priklauso nuo a_1 ir a_2 ženklų.

Plokštumos, išvestos pro objektą ir jo atvaizdą, vadinamos *sujungtinėmis plokštumomis.* Kai didinimas yra lygus vienetui, $V = 1$, sujungtinės plokštumos vadinamos *vyriausiomis plokštumomis.* Sferinio paviršiaus vyriausiosios plokštumos eina pro tašką S (polių) $(a_1 = a_2 = 0)$.

Pažymėkime apertūrinius kampus u_1 ir u_2 (48 pav.). Tada

$$\sin u_1 = \frac{AS}{a_1} \text{ ir } \sin u_2 = \frac{AS}{a_2}; \text{ taigi } \frac{\sin u_1}{\sin u_2} = \frac{a_2}{a_1}.$$

Didinimą V galime ir taip išreikšti:

$$V = \frac{y_2}{y_1} = \frac{n_1 a_2}{n_2 a_1} = \frac{n_1 \cdot \sin u_1}{n_2 \cdot \sin u_2}. \qquad (15,9)$$

~~Kai didinimas $V=1$, tai~~

$$y_1 n_1 \cdot \sin u_1 = y_2 n_2 \cdot \sin u_2$$

ir apskritai,

$$yn \cdot \sin u = const. \qquad (15{,}10)$$

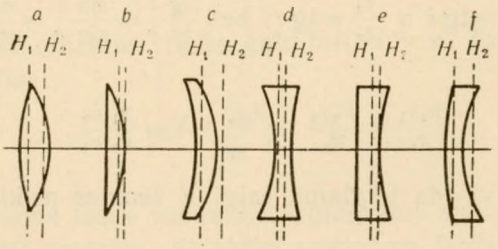
Pastaroji lygtis išreiškia *sinusų sąlygą*. Kai laužiamojo paviršiaus apertūra labai maža, tai sinusus galime pakeisti pačiais kampais, tuomet sinusų sąlygą galime taip išreikšti:

$$y_1 n_1 u_1 = y_2 n_2 u_2. \qquad (15{,}11)$$

Sinusų sąlyga nurodo, kad, naudodamiesi optine sistema, spindulių pluoštą tegalime pakeisti tokiu pluoštu, kad būtų išlaikyta sinusų sąlyga.

§ 16. LĘŠIAI

Dviejų gaubtų paviršių ribojama aplinkos dalis sudaro *lęšį*. Jo paviršiai gali būti sferiniai, paraboliniai, cilindriniai ir kt. Dažniausiai naudojami *sferiniai* lęšiai. Jie turi įvairią formą

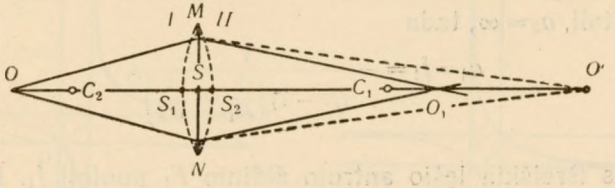


49 pav.

(49 pav.): *abipusiai išgaubtas* (*a*), *plokščiai išgaubtas* (*b*), *įgaubtai išgaubtas* (*c*), *abipusiai įgaubtas* (*d*), *plokščiai įgaubtas* (*e*) ir *išgaubtai įgaubtas* (*f*). Sferinio lęšio paviršiai turi *centrus* C_1 ir C_2 (50 pav.). Išvesta pro lęšio paviršių centrus C_1 ir C_2 ir jo centrinį tašką S tiesė yra jo *optinė ašis*. Ji eina pro paviršių polius S_1 ir S_2. Tokią laužiamųjų paviršių sistemą vadiname centruota. Nuotolį tarp lęšio polių pažymėkime s; be galo plonų lęšių s yra labai mažas, palyginus su objekto nuotoliu nuo lęšio. Todėl visus nuotolius matuojant, s galime laikyti lygiu nuliui. Plonų lęšių abu poliai sutampa su jo centriniu tašku S. Lęšio

stygą MN vadiname jo *apertūra*. Visus nuotolius matuojame nuo polių; nuotolį laikome neigiamu, jei matuojame prieš spindulio sklidimo kryptį ir atvirkščiai.

Iš pradžių paimkime abipusiai išgaubtą ploną ($s=0$) ir labai mažos apertūros lęšį (50 pav.). Vienoje jo pusėje aplinkos lūžimo rodiklis yra n_1, antroje — n_2, o jo paties medžiagos — n.



50 pav.

Iš gulinčio optinėje ašyje taško O sklinda šviesos spindulys ir krinta į lęšio paviršių (I), kurį pereidamas lūžta. Kai taško O nuotolis nuo S yra a_1, paviršiaus kreivumo radiusas — R_1, tai tariamai susidariusio taško O atvaizdo O' nuotolį a, perėjus spinduliui paviršių (I), nusakys ši lygtis (15,3):

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n}{a} = \frac{n_1 - n}{R_1}. \qquad (16,1)$$

Išėjęs iš tariamai susidariusio taško atvaizdo O', spindulys pereina lęšio paviršių (II) ir antroje aplinkoje kerta optinę ašį taške O_1, kuriame susidarys taško O atvaizdas, praėjus spinduliui pro abu lęšio paviršius. Taško O_1 nuotolį a_2 nuo S nusakys ši lygtis:

$$\frac{n}{a} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n - n_2}{R_2}, \qquad (16,2)$$

čia R_2 yra lęšio paviršiaus (II) kreivumo radiusas. Lygtį (16,1) sudėkime panariui su lygtimi (16,2), tardami, kad $n_1 = n_2$. Tuomet turėsime:

$$n_1\left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1}\right) = (n - n_1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right). \qquad (16,3)$$

Pažymėkime $\frac{n}{n_1} = N$. Tada lygtį (16,3) galėsime taip išreikšti:

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = (N - 1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right). \qquad (16,4)$$

Ši lygtis yra bendra lęšio lygtis.

Kai objektas yra be galo toli, $a_1 = \infty$, tada

$$a_2 = f_2 = \frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}. \qquad (16,5)$$

Tiek nutolusį nuo S tašką F_2 vadiname *lęšio židiniu*, o jo nuotolį nuo S f_2 — *židinio nuotoliu*. Kai objekto atvaizdas susidaro be galo toli, $a_2 = \infty$, tada

$$a_1 = f_1 = -\frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}. \qquad (16,6)$$

Ši lygtis išreiškia lęšio antrojo židinio F_1 nuotolį f_1. Palyginę lygtis (16,5) ir (16,6), matome, kad lęšio abiejų židinių nuotoliai yra lygūs, tik priešingo ženklo: $f_1 = -f_2$. Kai židiniai yra tikrieji, tiksliau, kai juose tikrai susikerta sklindantieji spinduliai, tai lęšis yra *glaudžiamasis*, o kai menamieji — *sklaidomasis*. Lęšio ypatybė spindulius glausti arba sklaidyti priklauso ne tik nuo lęšio geometrinės formos, kurią nusako paviršių kreivumo radiusai, bet ir nuo santykinio lūžimo rodiklio.

Turintieji to paties ženklo, bet skirtingo nuotolio židinius lęšiai glaudžia arba sklaido spindulius nevienodai stipriai; kuo židinio nuotolis yra trumpesnis, tuo lęšiai juos smarkiau glaudžia arba sklaido. Kalbame apie lęšių *laužiamąją galią*, t. y. jo pajėgumą glausti arba sklaidyti spindulius. Lęšio laužiamoji galia D yra atvirkščiai proporcinga jo židinio nuotoliui f, $D = \frac{1}{f}$. Ją išreiškiame *dioptrijomis*.

Kai lęšio židinio nuotolis lygus 1 m, *tai jo laužiamoji galia yra lygi* 1 *dioptrijai* (D).

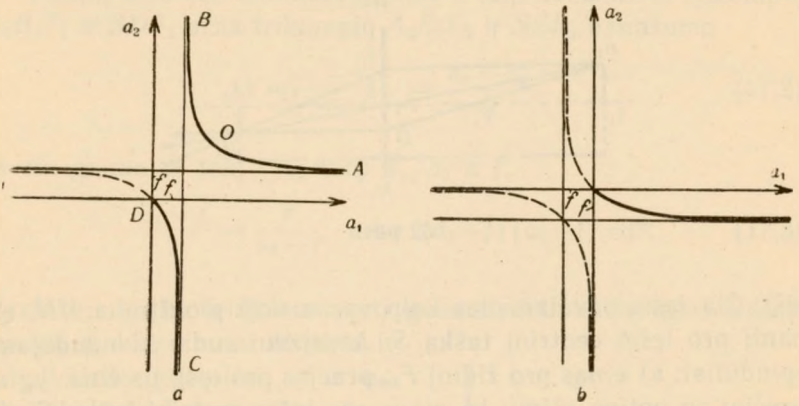
Skaičiuodami lęšio laužiamąją galią D, jo židinio nuotolį f išreiškiame metrais ir imame atvirkščią nuotoliui dydį. Glaudžiamųjų lęšių laužiamąją galią laikome teigiama (+), o sklaidomųjų — neigiama (−). Pažymėję

$$\frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)} = f, \qquad (16,7)$$

lęšio lygtį (16,4) galėsime taip parašyti:

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = \pm\frac{1}{f} = \pm D. \qquad (16,8)$$

Lęšio lygtis nusako objekto atvaizdo nuotolio a_2 priklausomybę nuo objekto nuotolio a_1, kuriuos matuojame nuo lęšio centro S. Šią priklausomybę grafiškai pavaizduoja 51 pav. vientisinės kreivės: a) glaudžiamajam ir b) sklaidomajam lęšiui.



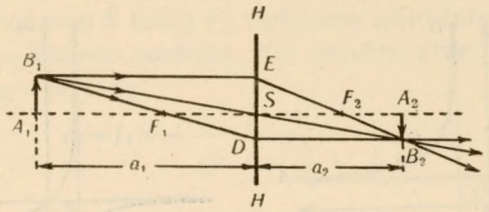
51 pav.

Gulsčioje ašyje sužymėti objekto nuotoliai a_1, o stačioje — atvaizdo nuotoliai a_2. Imkime atvejį *a*. Kai objektas iš $+\infty$ artėja į lęšio židinį, atvaizdas persikelia iš židinio į $+\infty$ (kreivė AOB). Objektui slenkant iš židinio į lęšį, atvaizdas iš $-\infty$ persikelia į lęšį (kreivės šaka CD). Kreivės yra hiperbolės. Fizikinę prasmę turi tik tos hiperbolės šakos, kurias atitinka teigiamos a_1 reikšmės.

§ 17. LĘŠIŲ SUDARYTI ATVAIZDAI, JŲ DIDINIMAS

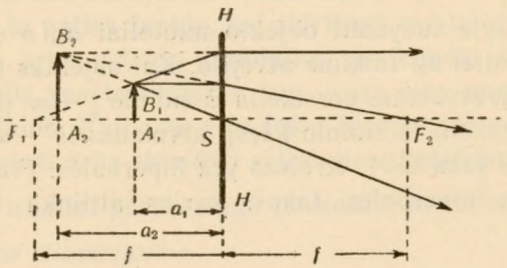
Kai paraksialiniai šviesos spinduliai eina pro ploną ir labai mažos apertūros lęšį, tai jie, išėję iš vieno gulinčio optinėje ašyje taško ir praėję glaudžiamąjį lęšį, vėl susirenka viename taške, o kai jie praeina sklaidomąjį lęšį, tai jų sklidimo kryptys, pratęstos atgal, susikerta viename taške — atvaizde. Taigi, spindulių pluoštas lieka paraksialus ir homocentrinis, o atvaizdas — stigmatinis. Einant spinduliams pro lęšį, visi jų keliai sklidimo laiko atžvilgiu yra lygiaverčiai, taigi, jie yra tautochroniški. Atseit, pagal Ferma principą (I dal. § 59), visiems einantiems pro lęšį spinduliams $\int \frac{ds}{u} = min.$

Baigtinio dydžio objekto atvaizdui sudaryti pasirenkame tokius spindulius, kurių kryptis, jiems praėjus pro lęšį, yra žinoma. 52 pav. matome sudarytą objekto A_1B_1 atvaizdą A_2B_2, kai spinduliai eina pro glaudžiamąjį, o 53 pav.— pro sklaidomąjį



52 pav.

lęšį. Čia lęšis pavaizduotas kaip vyriausioji plokštuma *HH*, einanti pro lęšio centrinį tašką *S*. Atvaizdui sudaryti naudojami spinduliai: a) einąs pro židinį F_1; praėjęs pro lęšį, jis eina lygiagrečiai su optine ašimi; b) einąs pro lęšio centrinį tašką *S*; jis



53 pav.

nekeičia savo krypties; c) einąs lygiagrečiai su optine ašimi; praėjęs jis eina pro židinį F_2. Pirmuoju atveju (52 pav.) atvaizdas yra tikrasis ir apverstas, o antruoju (53 pav.) — menamas ir tiesus.

Atvaizdo tiesinį didinimą *V* nusako atvaizdo ir objekto tiesinių matmenų $A_2B_2=y_2$ ir $A_1B_1=y_1$ santykis: $V=\frac{y_2}{y_1}$. Iš trikampių A_1B_1S ir A_2B_2S panašumo turime (52 pav.):

$$V=\frac{y_2}{y_1}=\frac{a_2}{a_1}, \qquad (17,1)$$

jei $n_1=n_2$, atseit lęšį supa vienoda aplinka. Kai turime tikrąjį atvaizdą, $V<0$, o turint menamąjį — $V>0$. Didinimas V bus lygus vienetui, kai objektas ir jo atvaizdas bus vyriausioje plokštumoje, išvestoje pro S, atseit, $V=1$, kai $a_1=0$ ir $a_2=0$.

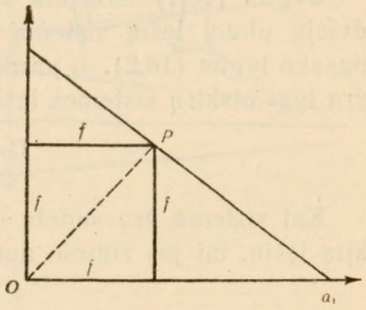
Tiesinį atvaizdo didinimą galime ir taip išreikšti. Iš trikampių $A_1B_1F_1$ ir SDF_1 arba trikampių $A_2B_2F_2$ ir SEF_2 panašumo

$$V=\frac{-f_1}{-a_1+f_1}=\frac{a_2-f_2}{f_2}. \qquad (17,2)$$

Iš čia gauname tokį ryšį tarp a_1, a_2 ir f:

$$\frac{a_1-f}{f}=\frac{f}{a_2-f} \text{ arba } (a_1-f)(a_2-f)=f^2. \qquad (17,3)$$

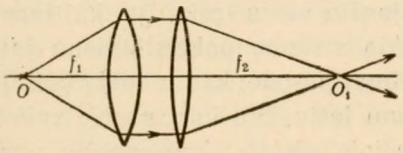
Pastaroji lygtis leidžia surasti geometriniu būdu lęšio židinio nuotolį f, kai žinomi objekto ir jo atvaizdo nuotoliai a_1 ir a_2. Stačiakampių koordinačių ašyse atidedame a_1 ir a_2 ir jų galinius taškus sujungiame tiese (54 pav.); iš taško O išvedame palinkusią 45° į koordinačių ašis tiesę OP ir iš taško P nuleidžiame statmenis į koordinačių ašis. Taip gauto kvadrato kraštinės ilgis yra lygus f.



54 pav.

§ 18. PLONŲ LĘŠIŲ SISTEMA

Lęšių trūkumams pašalinti naudojamos įvairių lęšių sistemos. Tokioms sistemoms taipgi tinka išvestos lęšiams formulės. Paimkime dviejų plonų lęšių sistemą (55 pav.). Vieno jų židinio nuotolis yra f_1, o kito f_2. Tegu pirmojo lęšio židinyje yra šviečiantis taškas O. Šviesos spinduliai, praėję pro lęšį, eis lygiagrečiai. Iš lygties (16,8):



55 pav.

$$-\frac{1}{a_1}=\frac{1}{f_1}.$$

Toliau spinduliai praeina antrąjį lęšį, jį praeidami, lūžta ir sudaro atvaizdą O_1, kurio nuotolis a_2 nuo antrojo lęšio bus lygus antrojo lęšio židinio nuotoliui f_2; taigi

$$\frac{1}{a_2}=\frac{1}{f_2}.$$

Šiai lęšių sistemai pritaikę lygtį (16,8), gausime:

$$\frac{1}{a_2}-\frac{1}{a_1}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2}=\frac{1}{f}, \qquad (18,1)$$

taigi

$$\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2}=\frac{1}{f}, \qquad (18,2)$$

čia f yra lęšių sistemos židinio nuotolis.

Lygtis (18,1) išreiškia sujungtinių židinių ryšį, kai turime dviejų plonų lęšių sistemą. Tokios sistemos židinio nuotolį f nusako lygtis (18,2). Ji parodo, kad sistemos laužiamoji galia D yra lygi atskirų sistemos lęšių laužiamųjų galių D_1 ir D_2 sumai:

$$D=D_1+D_2. \qquad (18,3)$$

Kai sistema yra sudėta iš daugelio plonų, liečiančių vienas kitą lęšių, tai jos židinio nuotolį f nusako lygtis

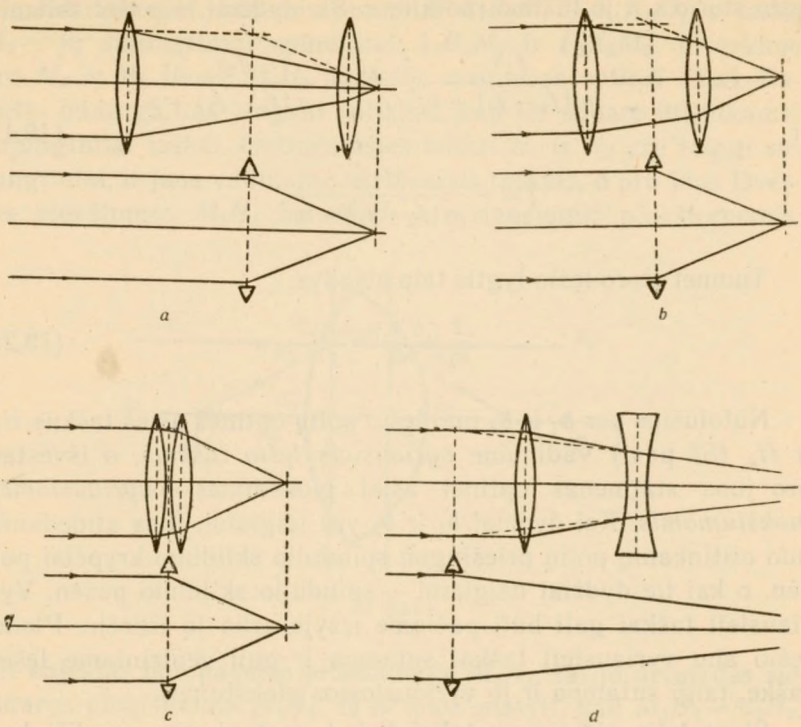
$$\frac{1}{f}=\sum\frac{1}{f_i}, \qquad (18,4)$$

o laužiamąją galią

$$D=\Sigma D_i, \qquad (18,5)$$

čia f_i ir D_i yra atskirų lęšių židinio nuotolis bei laužiamoji galia.

Dviejų ir daugiau besiliečiančių plonų lęšių sistemą galime pakeisti optiniu poveikiu ją atstojančiu vienu lęšiu. Bet kai tarp sistemos lęšių yra tarpų, tai tokią sistemą pakeisti vienu jai lygiaverčiu lęšiu nebegalime. Tyrimai parodė, kad ir tokią plonų lęšių sistemą galime pakeisti vienu lęšiu, pro kurį praėję spinduliai sudarys atvaizdą toje pačioje vietoje, kaip praėję pro sistemą (56 pav.), taigi atstojamojo lęšio židinio nuotolis bus toks pat, tačiau didinimas bus kitoks; arba galima pakeisti tokiu lęšiu, kad atvaizdo dydis pasiliks toks pat, tačiau pasikeis



56 pav.

atvaizdo vieta. Vadinasi, plonų nesiliečiančių lęšių sistemos negalime pakeisti tokiu vienu lęšiu, kuris savo optiniu poveikiu būtų visiškai lygiavertis sistemos poveikiui, t. y. sudarytų tokio pat dydžio bei toje pačioje vietoje objekto atvaizdą.

§ 19. STORI LĘŠIAI; JŲ KARDINALINIAI ELEMENTAI

Visi praktikoje naudojami lęšiai yra baigtinio storio; jų paviršių polių S_1 ir S_2 nuotolis $s \neq 0$. Teorinė optika įrodo, kad ir storų lęšių lygtį, nusakančią ryšį tarp objekto, jo atvaizdo ir židinio nuotolių a_1, a_2 ir f, galima išreikšti taip, kaip išreiškiamas plonų lęšių (16,8), tik išmatuotus nuo lęšio paviršių polių S_1 ir S_2 objekto ir atvaizdo nuotolius a_1' ir a_2' reikia pataisyti, iš jų atimant tam tikrus dydžius, būtent: $a_1' - b_1 = a_1$; $a_2' - b_2 = a_2$. Dydžiai b_1, b_2 ir storo lęšio židinio nuotolis f apskaičiuojami iš lęšio židinių nuotolių f_1' ir f_2', išmatuotų nuo jo polių S_1 ir S_2,

lęšio storio s ir jo lūžimo rodiklio n. Šie dydžiai taip išreiškiami:

$$b_1 = \frac{f_1' s}{n(f_2' - f_1') + s}; \quad b_2 = \frac{f_2' s}{n(f_2' - f_1') + s}.$$

ir

$$f = -\frac{n f_1' f_2'}{n(f_2' - f_1') + s}. \tag{19,1}$$

Tuomet storo lęšio lygtis taip atrodys:

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = \frac{1}{f}. \tag{19,2}$$

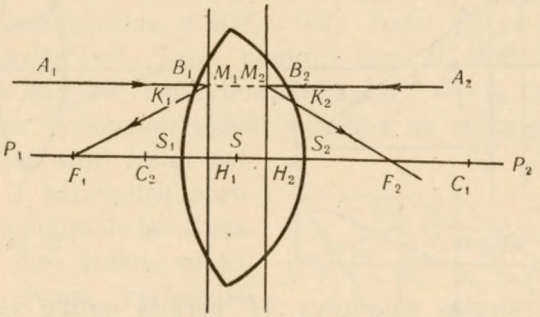
Nutolusius per b_1 ir b_2 nuo lęšio polių optinės ašies taškus H_1 ir H_2 (57 pav.) vadiname *vyriausiais lęšio taškais*, o išvestas pro juos statmenas optinei ašiai plokštumas — *vyriausiomis plokštumomis*. Kai dydžiai b_1 ir b_2 yra teigiami, juos atidedame nuo atitinkamų polių priešingon spindulio sklidimo krypčiai pusėn, o kai tie dydžiai neigiami — spindulio sklidimo pusėn. Vyriausieji taškai gali būti pačiame lęšyje arba jo išorėje. Plono lęšio abu vyriausieji taškai sutampa ir guli centriniame lęšio taške, taigi sutampa ir jo vyriausiosios plokštumos.

Storo lęšio židinių nuotoliai f_1 ir f_2 matuojami nuo atitinkamų vyriausiųjų taškų. Jie yra lygūs $\pm\frac{n f_1' f_2'}{n(f_1' - f_2') + s}$. Iš lygčių (19,1) matyti, kad $f_2' b_1 = f_1' b_2$. Kai siaučianti lęšį aplinka yra vienoda, židinių nuotoliai f_1 ir f_2 yra lygūs, tik priešingo ženklo.

Išsiaiškinkime storo lęšio vyriausiųjų taškų bei pro juos išvestų vyriausiųjų plokštumų ypatybes. Tegu sklindąs lygiagrečiai su optine ašimi $C_2S_1S_2C_1$ spindulys A_1B_1 krinta į lęšį taške B_1 (57 pav.). Išėjęs iš lęšio taške K_2, jis perkerta optinę ašį taške F_2. Sklindąs optine ašimi spindulys P_1S_1, praėjęs pro lęšį nusklinda taipgi optine ašimi. Taigi F_2 yra lęšio (užpakalinis) židinys, nes jame susirenka lygiagretūs spinduliai A_1B_1 ir P_1S_1. Panašiai surandame ir jo (priešakinį) židinį F_1, susekę optinėje ašyje spindulių A_2B_2 ir P_2S_2 susikirtimo tašką, jiems praėjus pro lęšį. Spindulys A_2B_2 yra taipgi lygiagretus su optine ašimi ir sklinda spindulio A_1B_1 aukštyje.

Pratęskime spindulius F_1K_1 ir F_2K_2 atgal iki jie perkirs tiesę B_1B_2 taškuose M_1 ir M_2. Taškai M_1 ir M_2 yra sujungtiniai taš-

kai, nes taške M_1 kertasi spinduliai $A_1B_1M_1$ ir $F_1K_1M_1$, o taške M_2 — jų sujungtiniai spinduliai $A_2B_2M_2$ ir $F_2K_2M_2$. Išveskime pro M_1 ir M_2 tieses M_1H_1 ir M_2H_2, statmenas optinei ašiai. Panašiu būdu galima lengvai įsitikinti, kad jas sudaro atitinkamai sujungtiniai taškai. Optinės ašies taškai H_1 ir H_2 yra taipgi sujungtiniai, ir juos vadiname vyriausiais taškais, o pro juos išvestas plokštumas M_1H_1 bei M_2H_2 — vyriausiomis plokštumomis.



57 pav.

Jei objektas bus padėtas plokštumoje M_1H_1, tai jo atvaizdas susidarys plokštumoje M_2H_2. Iš 57 pav. matyti, kad $M_1H_1 = M_2H_2$, taigi vyriausiose plokštumose objektas ir jo atvaizdas yra vienodo dydžio, vadinasi,

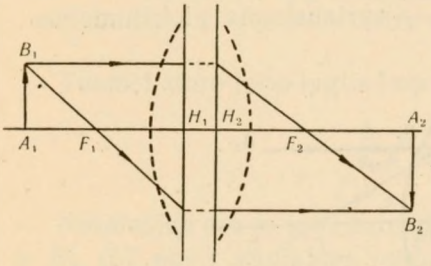
vyriausiosios plokštumos yra vienetinio didinimo plokštumos.

Atseit, spindulys, kritęs vienos vyriausiosios plokštumos taško M_1, nutolusio nuo lęšio optinės ašies nuotoliu $h (M_1H_1 = h)$, kryptimi, praeidamas lęšį, nukrypsta taip, kad, atgal pratęstas iki kitos vyriausiosios plokštumos, kirs ją esančiame toje pat ašies pusėje ir nutolusiame taipgi nuotoliu h taške M_2 ($M_2H_2 = h$). Tokia vyriausiųjų plokštumų ypatybe naudojamės objekto atvaizdui sudaryti (58 pav.).

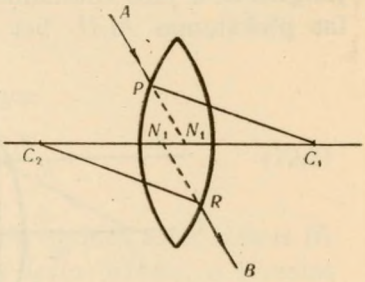
Pagaliau reikia paminėti dar du būdingus storo lęšio taškus — *mazgus*. Jie pasižymi tokia ypatybe. Šviesos spindulys, kritęs vieno mazgo kryptimi, praeidamas lęšį, taip lūžta, kad, išėjęs iš lęšio, jis sklinda tokia pat kryptimi, tik tiek pasistūmęs, jog, atrodo, eina iš kito mazgo.

Kad tokių taškų gali būti, galima taip įsitikinti. Paimkime abipusiai išgaubtą lęšį (59 pav.). C_1 ir C_2 yra jo paviršių kreivumo centrai, C_1C_2 — optinė ašis. Į lęšio tašką P krinta šviesos

spindulys AP. Išveskime iš C_1 radiusą C_1P, o iš C_2 — C_2R, parinkę tašką R taip, kad C_1P būtų lygiagretus su C_2R. Paviršių ploto elementai taškuose P ir R yra lygiagretūs. Todėl spindulys AP, praeidamas apribotą lygiagrečių plokštumų medžiagos sluoksnį, tik paslenka ir išėjęs sklis lygiagrečiai su pirmine



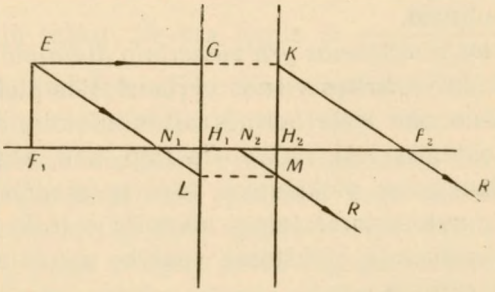
58 pav.



59 pav.

kryptimi. Pratęstas spindulys AP perkirs optinę ašį viename mazginiame taške N_1, o spindulys RB, praėjęs lęšį ir pratęstas atgal — kitame — N_2.

Suraskime mazginių taškų vietas optinėje ašyje. Išveskime lęšio pagrindines plokštumas H_1G ir H_2K (60 pav.). Sužymėki-



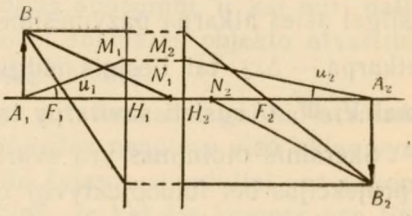
60 pav.

me židinius F_1 ir F_2. Spindulys EN_1 pasiekia vyriausiąją plokštumą H_1G taške L. Praėjęs lęšį, jis eis iš vyriausiosios plokštumos H_2K taško M, kuris yra toje pat ašies pusėje ir tiek pat nutolęs nuo ašies, kaip taškas L; taigi $H_1L = H_2M$. Jei spindulys EL eina per mazgą N_1, tai, praėjęs lęšį, jis turi sklisti lygiagrečiai, taigi, $EL \parallel MR$. Spindulys MR, pratęstas atgal, kerta optinę

ašį mazgę N_2. Lygiagretainio N_1LMN_2 kraštinės $ML=N_2N_1$ ir $ML=H_1H_2$, atseit, $H_1H_2=N_1N_2$: nuotolis tarp mazginių taškų yra lygus nuotoliui tarp vyriausiųjų taškų.

Iš F_1 iškelkime statmenį F_1E, iš E praveskime spindulį EG lygiagrečiai su optine ašimi. Praėjęs lęšį, jis sklis iš vyriausiosios plokštumos taško K pro židinį F_2; $H_1G=H_2K$, be to, $KF_2 \| \| MR$, nes abu išeina iš židinio plokštumos taško E, taigi, $KF_2 \| \| EL$. Todėl trikampiai KF_2H_2 ir EN_1F_1 lygūs, nes jų atitinkamos kraštinės lygiagrečios, ir $KH_2=GH_1$. Todėl $F_2H_2=H_1F_1-N_1H_1$. $H_1F_1=f_1$, o $H_2F_2=f_2$. Taigi, nuotolis tarp H_1 ir N_1 $H_1N_1=f_1-f_2$. Kai aplink lęšį yra vienalytė aplinka, tai $f_1=-f_2$, tada $H_1N_1=0$. Šiuo atveju vyriausieji taškai sutampa su mazginiais taškais.

Apskritai, stori lęšiai apibūdinami 3 parametrų poromis: dviem židiniais bei išvestomis pro juos židinių plokštumomis, dviem vyriausiaisiais taškais ir vyriausiomis plokštumomis bei dviem mazginiais taškais ir mazginėmis plokštumomis. Šie storo lęšio parametrai vadinami jo *kardinaliniais elementais*. Jie visai apibūdina storą lęšį, kaip optinę sistemą, ir yra labai svarbūs optinių prietaisų gamyboje.



61 pav.

Turėdami mazginius taškus, lengvai galime surasti atvaizdo tiesinį didinimą. Iš objekto A_1B_1 viršūnės B_1 išvedame spindulį pro N_1, iš N_2 vedame lygiagretų su juo spindulį N_2B_2 (61 pav.). Žinodami atvaizdo nuotolį a_2, nuleidžiame statmenį iš A_2 iki persikirtimo su spinduliu iš N_2. Tada tiesinis didinimas $V=\frac{A_2B_2}{A_1B_1}=\frac{A_2N_2}{A_1N_1}$.

Iš A_1 į M_1 išveskime spindulį A_1M_1 (61 pav.). Praėjęs pro lęšį, jis nueis M_2A_2 kryptimi. Pažymėkime kampą $M_1A_1H_1$ u_1 ir kampą $M_2A_2H_2$ u_2. Šių kampų tangentų santykį $\frac{\operatorname{tg} u_2}{\operatorname{tg} u_1}=W$ vadiname *kampiniu atvaizdo didinimu*. Iš 61 pav. matyti, kad $W=\frac{a_1}{a_2}$, čia $a_1=A_1H_1$, o $a_2=A_2H_2$; nes $M_1H_1=M_2H_2$. Tiesinis atvaizdo didinimas (15,8) $V=\frac{n_1a_2}{n_2a_1}$, taigi $WV=\frac{n_1}{n_2}$. Kai $n_1=n_2$, $WV=1$.

Įvairių ašies taškų tiesinis ir kampinis didinimai V ir W yra skirtingi; kuo V yra didesnis, tuo W mažesnis. Atvaizdo tiesiniams matmenims didėjant, sudarantieji jį spinduliai sudaro su optine ašimi mažesnius kampus u. Šis tiesinio ir kampinio didinimo ryšys yra svarbus optinių prietaisų gamybai.

Kai tiesinis didinimas $V=1$, objektas ir jo atvaizdas guli vyriausiose plokštumose, o kai kampinis didinimas $W=1$, jie guli mazginėse plokštumose, išvestose pro mazginius taškus, statmenai optinei ašiai.

Atvaizdui visapusiškai apibūdinti, šalia *tiesinio skersinio* (statmeno optinei ašiai) objekto matmens didinimo V, nusakome ir *tiesinį išilginį* (išilgai optinės ašies) *didinimą*. Jei objekto išilgai ašies atkarpą pažymėsime Δx_1, o ją atitinkančią atvaizde atkarpą — Δx_2, tai tiesinis išilginis didinimas $U=\frac{\Delta x_2}{\Delta x_1}$. Didinimai V, W, U susieti savitarpy taip: $UW=V$ (12 užd.).

Skersinis didinimas yra svarbi projekcinių optinių prietaisų (projekcijos bei fotoobjektyvų) charakteristika. Išilginis didinimas apibūdina erdvinio objekto atvaizdo aiškumą ekrane, arba *optinės sistemos gylį*. Ir pagaliau kampinis didinimas labai svarbus stebint tolimus objektus, taigi, jis apibūdina optines teleskopines sistemas.

§ 20. ATVAIZDŲ TIKRASIS RYŠKUMAS

Tegu ploto S objektas yra nutolęs dydžiu a_1 nuo laužiamojo paviršiaus, kuris skiria dvi aplinkas. Vienos lūžimo rodiklis yra n_1, o kitos — n_2. Kai jo atvaizdas susidaro nuotolyje a_2 nuo paviršiaus, tai jo tiesinis didinimas bus lygus $\frac{n_1 a_2}{n_2 a_1}$. Tada atvaizdo plotas bus lygus $\frac{n_1^2 a_2^2}{n_2^2 a_1^2} S$. Pažymėkime objekto tikrąjį ryškumą L, laužiamojo paviršiaus plotą — S'; į pastarąjį krinta šviesos srautas $SS'L/a_1^2$. Ir jei šis šviesos srautas nušviečia atvaizdą, tai pastarojo tikrasis ryškumas yra

$$\frac{SS'L/a_1^2}{Sn_1^2 a_2^2/n_2^2 a_1^2 \cdot S'/a_2^2} = \frac{n_2^2}{n_1^2} L.$$

Jei šviesos spinduliai vėl lūžta, pereidami antrąjį laužiamąjį paviršių, už kurio yra n_3 lūžimo rodiklio aplinka, tai naujai susidariusio atvaizdo tikrasis ryškumas bus lygus

$$\frac{n_3^2 n_2^2}{n_2^2 n_1^2} L = \frac{n_3^2}{n_1^2} L.$$

Kai šviesos spinduliai, praėję daug laužiamųjų paviršių, pagaliau pereina į laužiamojo rodiklio n_n aplinką, tai galinio atvaizdo ryškumas bus lygus $\frac{n_n^2}{n_1^2} L$. Kai objektas ir jo atvaizdas yra ore, $n_n = n_1$, tada objekto ir atvaizdo ryškumai yra lygūs.

Bet taip būtų tik idealiu atveju. Šiaip visada, kad ir nedidelė, krintančios į paviršių šviesos dalis atsispindi, ir kai kuri dalis esti aplinkos absorbuojama. Todėl susidaręs objekto atvaizdas yra visada kiek tamsesnis už patį objektą.

Atvaizdo ryškumas susilpnėja ir tada, kai iš galinio atvaizdo sklindantis šviesos spindulių pluoštas neapima viso akies vyzdžio ploto. Sudarantieji atvaizdą šviesos spinduliai yra sukoncentruoti erdviniame kampe S'/a_2^2. Ir kai šis kampas yra tiek mažas, kad spinduliai neina pro visus vyzdžio taškus, tada atvaizdas atrodo tamsesnis už objektą. Jei spindulių pluoštas apima visą vyzdžio plotą, tai atvaizdo ryškumas nepriklauso nuo lęšio apertūros.

Apskritai, atvaizdų, gautų lęšius naudojant, ekrane ryškumas stiprėja, lęšių apertūrai didėjant, nes šiuo atveju svarbus visas krintąs į ekrano ploto vienetą šviesos srautas. Antra vertus, dėl sferinės aberacijos (§ 21) atvaizdai darosi nebeaiškūs, kai apertūra yra didelė. Norint aiškiau regėti objektus, reikia mažinti apertūrą.

Uždaviniai

1. Kiek paslinks spindulys, praeidamas pro lygiagrečių sienelių stiklo plokštelę, kurios storis $d = 10$ cm, jei kritimo kampas $i = 70°$, stiklo lūžimo rodiklis $n = 1{,}5$.

2. Ant upės kranto žmogus žiūri į gulintį ant dugno akmenį $h = 1$ m gylyje. Kaip giliai (h_1) nuo vandens paviršiaus jis mato

akmens atvaizdą, jei stebėjimo kryptis sudaro su normale vandens paviršiui kampą $i=60°$. Vandens lūžimo rodiklis $n=1{,}33$.

3. Koks yra ribinis kampas, kuriuo visiškai atsispindi šviesa, pereidama iš: a) stiklo į orą ir b) stiklo į vandenį. Stiklo lūžimo rodiklis $n_{st}=1{,}50$, vandens $n_v=1{,}33$ ir oro $n_o=1{,}00$.

4. Stiklo lęšį ($n=1{,}5$), kurio židinio nuotolis $f=10$ cm, įmerkiame į vandenį. Koks bus tada lęšio židinio nuotolis f'. Vandens lūžimo rodiklis $n'=1{,}33$.

5. Glaudžiamojo lęšio sudaryto ekrane aiškaus atvaizdo ilgis yra a. Nejudinant objekto bei ekrano, perstumiamas lęšis tiek, kad ekrane vėl susidarytų aiškus atvaizdas. Tada jo ilgis yra b. Koks yra tikrasis objekto ilgis.

6. Plonas plokščiai įgaubtas lęšis, nukreiptas įgaubta puse žemyn, panertas gulsčiai į vandenį taip, kad po jo susidaro oro lęšis. Lęšio įgaubto paviršiaus radiusas $R=15$ cm. Suraskite tokios sistemos židinio nuotolį f.

7. Išveskite santykius, nusakančius optinės sistemos sujungtinius taškus ir sistemos skersinį didinimą:

$$x_1 \cdot x_2 = f_1 \cdot f_2; \quad \frac{f_1}{a_1} = \frac{f_2}{a_2}; \quad \frac{f_1}{f_2} = -\frac{n_1}{n_2};$$

$$V = \frac{x_2}{f_2} = \frac{x_1}{f_1}.$$

8. Išveskite ryšį tarp tiesinio skersinio, tiesinio išilginio ir kampinio didinimų V, U ir W.

9. Taškinio šviesos šaltinio stiprumas $I=15$ cd. Nuotolyje $a_1=30$ cm nuo jo pastatytas plonas lęšis L, kurio židinio nuotolis $f=20$ cm. Už lęšio 80 cm nuotolyje padėtas ekranas, kuriame susidaro šviesus skritulėlis. Suraskite jo vidutinį apšviestumą, šviesos absorbcijos lęšyje nepaisyti.

IV SKYRIUS

OPTINIŲ SISTEMŲ (LĘŠIŲ) TRŪKUMAI

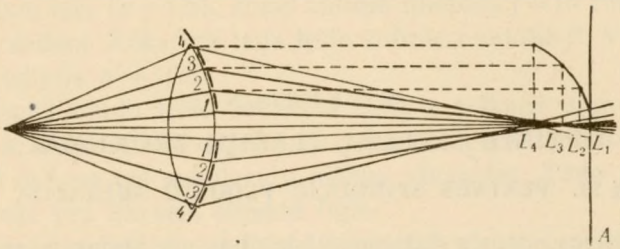
§ 21. PLATAUS SPINDULIŲ PLUOŠTO ABERACIJA

Bet kurios optinės sistemos uždavinys yra sudaryti neiškreiptą tiriamojo objekto atvaizdą, kuris visai tiksliai atitiktų objektą. Teorinėje optikoje (Gauso dioptrikoje) nurodoma, kad tokiam atvaizdui gauti reikia, kad naudojamas atvaizdui sudaryti spindulių pluoštas būtų paraksialinis ir homocentrinis, tada atvaizdas bus stigmatinis, t. y. objekto taškas bus atvaizduotas tašku. Tačiau praktiškai tenka dirbti su žymiai platesniais ir nehomocentriniais spindulių pluoštais, todėl atvaizdai nėra griežtai stigmatiniai; be to, patys objektai nėra plokšti, bet erdviniai; įvairios objekto dalys atvaizde nevienodai padidinamos. Visa tai daugiau arba mažiau iškraipo atvaizdą.

Optinių sistemų sudarytų atvaizdų trūkumus sukelia įvairios priežastys. Vieni trūkumai susidaro dėl labai plačių šviesos spindulių pluoštų, kiti todėl, kad spinduliai sklinda šalutinės optinės ašies kryptimi ir kt. Todėl atvaizdų trūkumus taip skirstome.

1. *Sferinė aberacija.* Sklindą iš vieno taško plačiu pluoštu spinduliai, praėję pro lęšį, nebesusirenka viename taške, bet centriniai, sklindą arčiau ašies, kerta optinę ašį toliau, o kraštiniai — arčiau lęšio poliaus (62 pav.). Spindulius gaubianti kreivė sudaro *kaustiką* (§ 11). Ją stebime arbatos stiklinėje arba už butelio su skaidriu skysčiu. Šį reiškinį vadiname *išilgine sferine aberacija.* Ji priklauso nuo lęšio medžiagos lūžimo rodiklio n ir jo paviršių kreivumo radiuso R. Kiekybiškai ją išreiškiame nuotoliu s tarp taškų L_1 ir L_4 optinėje ašyje, kur kerta ją paraksialiniai ir nutolę nuo ašies spinduliai, taigi $s=f(n, R)$. Glaudžiamojo lęšio sferinė aberacija yra *neigiama*, o sklaidomojo — *teigiama.* Dėl sferinės aberacijos šviečiančio taško atvaizdas yra jau šviesus skritulėlis, kurio dydis priklauso nuo ekrano nuotolio nuo lęšio.

Sferinės aberacijos dydis priklauso ir nuo lęšių paviršių kreivumo, ir nuo to, kuria puse nesimetrinis lęšis yra atgręžtas į šaltinį. Pvz., labai maža sferine aberacija pasižymi plokščiai išgaubtas, atsuktas plokščia puse į šviesos šaltinį.



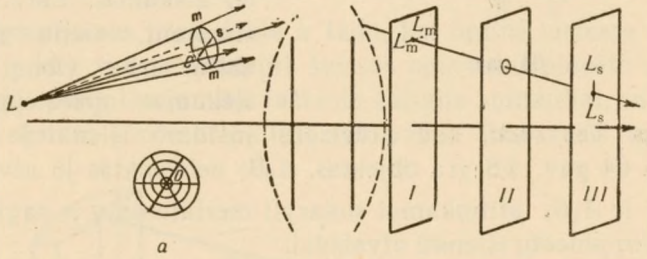
62 pav.

Kadangi glaudžiamųjų ir sklaidomųjų lęšių sferinė aberacija yra priešingo ženklo, tai, derinant abiejų rūšių lęšius, galima panaikinti arba bent žymiai sumažinti sferinę aberaciją. Iš tikrųjų visiškai galima pašalinti tik dviejų siaurų spektro sričių ir tam tikrų sujungtinių taškų lęšių sferinę aberaciją. Vadinasi, galime pagaminti tokį lęšį, kuris visus išėjusius iš tam tikro ašyje gulinčio taško spindulius įveikia suglausti į vieną tašką ašyje. Tačiau, kad objekto paviršiaus elementai būtų atvaizduoti aiškiai ir neiškreipti, reikalinga, kad optinės sistemos visos zonos vienodai juos didintų. Priešingu atveju nebus išlaikytas atvaizdo stigmatiškumas. Abė surado, kad optinė sistema vienodai didina tada, kai yra tenkinama sinusų sąlyga (15,10). Sujungtinius taškus, kurių sferinė aberacija yra pašalinta ir išlaikyta sinusų sąlyga, vadiname *aplanatiniais taškais*, o lęšius (objektyvus), turinčius tokius taškus — *aplanatais*. Lęšių aplanatiniais taškais naudojamės, gamindami didelės skiriamosios galios mikroskopus. Mikroskopo sudėtinio objektyvo aplanatinis lęšis yra plokščiai išgaubtas, plokščiu paviršiumi pasuktas į stebimąjį objektą ir kartu su pastaruoju įmerktas į kedro medžio aliejų. Aliejaus lūžimo rodiklis yra artimas stiklo lūžimo rodikliui. Kai objekto nuotolis nuo lęšio centro yra lygus R/n, tuomet yra tenkinama aplanatiškumo sąlyga, čia R yra lęšio išgaubto paviršiaus kreivumo radiusas, n — lūžimo rodiklis. Tokia mikroskopų objektyvo konstrukcija vadinama *Abės vienalyte imersija*. Imersija pasižymi ir kitais privalumais (§ 29).

2. *Koma.* Kai spinduliuojantis platų spindulių pluoštą šviesos šaltinis yra šalia pagrindinės optinės ašies, tai kaustika darosi sudėtingesnė. Sviečiančio taško atvaizdas yra nelygiai apšviestas ir netaisyklingas skritulėlis, priemenantis kometą. Todėl šios rūšies aberacija ir buvo pavadinta koma.

§ 22. SIAURŲ, PAKRYPUSIŲ OPTINĖS AŠIES ATŽVILGIU PLUOŠTŲ ABERACIJA

1. *Pakrypusių pluoštų astigmatizmas.* Sviečiantis taškas L yra šalia ašies ir spinduliuoja siaurą, pakrypusį į optinę ašį spindulių pluoštą (63 pav.). Toks spindulių pluoštas esti nehomocentrinis, atseit, išėjęs iš taško ir perėjęs optinę sistemą,



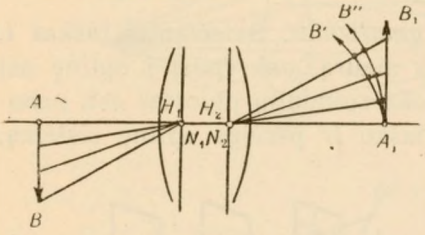
63 pav.

nebesusirenka taške, bet, priklausomai nuo ekrano nuotolio, išsiskleidžia į šviesią tiesę (I ir III), o keičiant ekrano nuotolį, tiesė virsta apvaliu arba pailgu šviesiu skrituliu (II). Šį reiškinį vadiname *astigmatizmu.*

Pabandykime išsiaiškinti, kaip toks atvaizdas susidaro. Išveskime pro sistemos optinę ašį ir spindulių pluošto vidurinį spindulį (pluošto ašį) plokštumą, kurią vadiname *meridianine.* Išskirkime iš pluošto du plonus spindulių pluoštelius — meridianinį (*mm*), lygiagretų ir sagitalinį (*ss*), statmeną meridianinei plokštumai. Lūžęs meridianinių spindulių pluoštelis susirenka į šviesią juostelę L_mL_m, statmeną meridiano plokštumai (I), o sagitalinių — L_sL_s, lygiagretę su meridiano plokštuma (III), bet nevienodame nuotolyje nuo lęšio. Tarp šių dviejų šviesių juostelių pluošto spinduliai sudaro šviesų skritulėlį, kurio formą nulemia nuotolis nuo lęšio. Jei šviesos šaltinis bus ne taškas, bet šviesi juostelė, tai tam tikrame nuotolyje jos atvaizdas visiškai

atitiks ją (meridianinės krypties III, o sagitalinės I plokštumoje). Tai parodo toks bandymas. Nušvietę 63 pav. *a* pavaizduotą diafragmą *O*, viename nuotolyje gauname aiškiai atvaizduotą vidurinę dalį, o kitame — pakraščius. Radiusai ir lankai aiškiai atvaizduojami skirtinguose nuotoliuose.

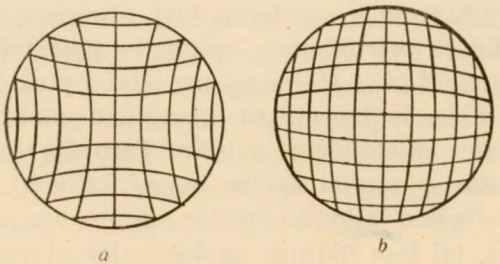
2. *Atvaizdo plokštumos išlenkimas.* Anksčiau aprašytas bandymas iškelia ir dar vieną pakrypusių optinės ašies atžvilgiu spindulių pluoštų sudarytų atvaizdų ypatybę. Keičiant diafragmos nuotolį, keičiasi ir atskirų radiuso dalių (išilgai radiuso) bei skirtingo radiuso lankų atvaizdo aiškumas. Ekraną perstumiant, vienų radiuso dalių arba vienų lankų aiškumas griežtėja, kitų silpnėja. Tai rodo, kad atvaizdas susidaro išlenktoje plokštumoje. 64 pav. *AB* yra objektas, A_1B_1 neišlenktas jo atvaizdas, o A_1B_1' ir A_1B_1'' atitinkamai sudaryti meridianinių ir sagitalinių spindulių pluoštų išlenkti atvaizdai.



64 pav.

Pakrypusių spindulių pluoštų sukeltas astigmatizmas ir atvaizdų išlenkimas pašalinamas, parenkant lęšių storius, jų paviršių kreivumus, lūžimo rodiklius. Atvaizdų išlenkimą ypač svarbu panaikinti fotografijos aparatų objektyvuose, nes gauti gerai nuotraukai reikia, kad fotoplokštelėje susidarytų aiškus atvaizdas, net krintant spinduliams dideliu (iki 50°) kampu. Tokie objektyvai vadinami *anastigmatais.*

3. *Atvaizdų distorsija.* Kai objekto atvaizdą sudaro nors ir siauras, bet dideliu kampu krintantis į optinę ašį spindulių pluoštas, tai jo atskirų dalių didinimas priklauso nuo spindulių



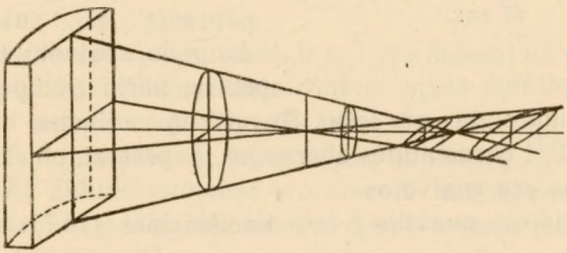
65 pav.

kritimo kampo; atseit, centrinės atvaizdo dalys yra padidintos daugiau arba mažiau kaip kraštinės. Šios rūšies aberaciją vadiname atvaizdo *distorsija*. Dėl distorsijos atvaizdas darosi nepanašus į objektą. 65 pav. matome iškreiptą distorsijos kvadratinio tinklelio atvaizdą: a) pagalvėlės, b) statinėlės formos distorsiją.

Distorsija yra ypač kenksminga, kai iš fotogramų (geodezijoje, aerofotogrametrijoje ir kt.) nustatomi nuotoliai, kryptys į objektus ir kt. Todėl naudojami tokioms fotonuotraukoms objektyvai turi būti be distorsijos, taigi jie turi tenkinti sinusų sąlygą (15,10).

§ 23. OPTINĖS SISTEMOS ASIMETRIJOS SUKELTAS ASTIGMATIZMAS

Astigmatizmas pasireiškia ir tada, kai optinė sistema (lęšis, prizmė ir kt.) yra nesimetrinė šviesos spindulių pluošto atžvilgiu. Tegu spinduliuojamieji taškinio šaltinio spinduliai, suglausti lęšio, krinta į cilindrinį lęšį (66 pav.). Pastarasis turi dvi



66 pav.

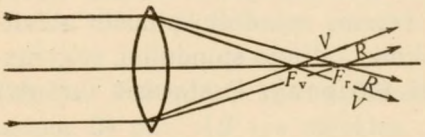
simetrijos (sudaromosios ir jai statmenos krypties) plokštumas, tačiau neturi simetrijos ašies, kuria pasižymi spindulių pluoštas. Praeidama pro tokią optinę sistemą, pluošto ašinė simetrija išnyksta, ir gausime astigmatinį atvaizdą. 66 pav. matome, kaip kinta praėjusio pro cilindrinį lęšį spindulių pluošto skerspiūvio geometrinė forma, virsdama iš elipsio tiese ir mažiausio išbarstymo skritulėliu.

§ 24. CHROMATINĖ ABERACIJA

Tyrimas parodė, kad medžiagų šviesos lūžimo rodiklis priklauso nuo šviesos bangos ilgio. Šį reiškinį vadiname šviesos *dispersija* (§ 57). Paprastai, bangai trumpėjant, lūžimo rodiklis

didėja, taigi, eidami pro stiklo lęšį arba prizmę, smarkiau lūžta violetiniai, o mažiausia — raudonieji spinduliai. Dispersijos matu laikome dviejų skirtingų bangos ilgių spektro linijų lūžimo rodiklio skirtumą, dažniausiai vandenilio spektro linijos H_F ($\lambda_F = 4861$ Å) ir H_C ($\lambda_C = 6563$ Å), $n_F - n_C$; jį vadiname *vidutine dispersija*. Santykis $\frac{n_F - n_C}{n_D - 1} = \frac{\Delta n}{n-1}$ išreiškia *santykinę dispersiją*, čia n_D yra natrio spektro linijos Na_D ($\lambda_D = 5893$ Å) lūžimo rodiklis. O atvirkščias jai dydis $\frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ vadinamas *dispersijos koeficientu* (arba *Abės skaičiumi*).

Lęšis veikia kaip ir prizmė, nukreipdamas spindulius prie optinės ašies arba nuo jos. Kai lęšis glaudžia arba sklaido spindulius, trumpesnių bangų — violetiniai spinduliai V perkerta optinę ašį arčiau prie lęšio gulinčiame taške, kaip ilgesnių — raudonieji R (67 pav.). Taigi taškinio šviesos šaltinio atvaizdas, praėjus šviesai pro paprastą lęšį, susidarys iš daugelio spalvotų taškų. Jie, išsitiesę optinėje ašyje, sudaro spektrą, kurio trumpųjų bangų pusė yra nukreipta prie lęšio. Šį reiškinį vadiname *chromatine aberacija*. Dėl chromatinės aberacijos, paprastai, objekto atvaizdo kraštelis yra spalvotas.



67 pav.

Lęšio židinio nuotolis f taip išreiškiamas (16,7):

$$\frac{1}{f} = (N-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right).$$

Įvedę santykinę dispersiją, spektro linijų H_F ir H_C šviesos židinių nuotolių skirtumą galėsime taip išreikšti:

$$\frac{1}{f_F} - \frac{1}{f_C} = \frac{f_C - f_F}{f_F f_C} = \frac{f_C - f_F}{f^2} = \frac{n_F - n_C}{n-1}\frac{1}{f} = \frac{\Delta n}{n-1}\frac{1}{f}, \quad (24,1)$$

čia f pažymėta židinio vidutinis nuotolis tokio lęšio, kurio atitinkamų spindulių lūžimo rodiklis yra n (paprastai, imama Na spektro linija D, atseit n_D). Vadinasi,

$$f_C - f_F = \frac{n_F - n_C}{n-1} f, \quad (24,2)$$

taigi

lygiagrečių spindulių chromatinė aberacija yra lygi lęšio židinio vidutiniam nuotoliui, padaugintam iš santykinės dispersijos.

Chromatinė aberacija panaikinama, sudarant sistemą iš dviejų ir daugiau lęšių, tinkamai parinkus jų optinius parametrus — lūžimo rodiklį bei paviršių kreivumo radiusus. Paprastai, prie abipusiai išgaubto lęšio iš kronstiklo pridedamas tinkamai apskaičiuotas abipusiai įgaubtas lęšis iš flintstiklo. Priedinis lęšis pailgina pirmojo lęšio židinių nuotolius, tačiau trumpųjų spindulių židinio nuotolis f_F pailgėja daugiau negu ilgųjų f_C. Parinkę optinius parametrus, galime sutapdinti dviejų arba ir trijų ilgių bangų židinius.

Pažymėkime vieno lęšio optinius dydžius be brūkšnių, o kito tuos pačius dydžius brūkšneliais. Tada tokios optinės sistemos židinio spektrų linijų H_F ir H_C nuotoliai bus vienodi, kai

$$\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}\frac{1}{f} - \frac{n'_F - n'_C}{n'_D - 1}\frac{1}{f'} = 0. \qquad (24,3)$$

Kadangi $n_F > n_C$ ir $n'_F > n'_C$, o n_D ir n'_D yra didesni už vienetą, tai f ir f' turi būti priešingo ženklo.

Optinės sistemos (objektyvai), kurių dviejų bangų (paprastai $\lambda_C = 6563$ Å ir $\lambda_F = 4861$ Å; fotografinių objektyvų $\lambda_G = 4341$ Å ir $\lambda_D = 5893$ Å) židinio nuotoliai yra vienodi, vadinamos *achromatinėmis sistemomis*. Abė sukonstravo *apochromatus* (objektyvus), kurių trijų skirtingų ilgių bangų židinių nuotoliai yra vienodi ir kurių spalvų sferinė aberacija yra panaikinta.

Naudodamiesi skirtinga medžiagų šviesos dispersija, galime pagaminti *achromatinę prizmę*; ji tik nukreipia šviesos spindulį, bet jo neišskaido. Gaminamos ir *tiesaus regėjimo* prizmės; jos išskaido šviesos spindulį, jo nenukreipdamos.

Uždaviniai

1. Suraskite abipusiai išgaubto, padaryto iš sunkiojo kronstiklo (C-24) lęšio išilginę chromatinę aberaciją. Lęšio paviršių kreivumo radiusas $R_1 = R_2 = R = 981{,}4$ mm. Geltonųjų (Na D,

$\lambda_D = 5893$ Å) spindulių lūžimo rodiklis $n_D = 1{,}6126$, o violetinių (G, $\lambda_G = 4341$ Å) ir raudonųjų (C, $\lambda_C = 6563$ Å) lūžimo rodiklių skirtumas $n_G - n_C = 0{,}01639$.

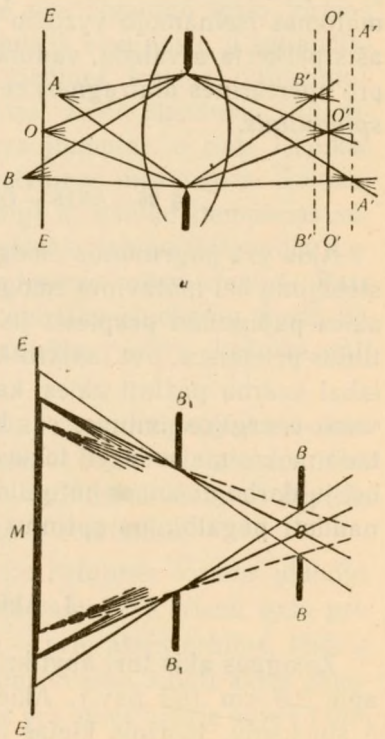
2. Išskaičiuokite achromatinį plokščiai išgaubtą objektyvą, kurio židinio nuotolis $f = 1$ m. Objektyvą sudėti iš 2 lęšių: vienas padarytas iš kronstiklo C-12, jo dispersijos koeficientas $\nu_1 = 58{,}9$, kitas — iš flintstiklo C-8, $\nu_1 = 36{,}9$. Vienas iš lęšių abipusiai išgaubtas.

V SKYRIUS

OPTINIAI PRIETAISAI

§ 25. APERTŪRINĖ DIAFRAGMA. ĮEINAMASIS IR IŠEINAMASIS VYZDYS

Kiekvienos optinės sistemos — optinio prietaiso paskirtis yra sudaryti neiškraipytą objekto atvaizdą. Optinį prietaisą sudaro lęšių, veidrodžių, diafragmų ir kitų pagalbinių dalių derinys. Bet kuris optinis prietaisas sudaro objekto atvaizdą plokštumoje, bet patys objektai dažniausiai esti erdviniai. Taigi objekto atskiri taškai A, O ir B (68 pav., *a*) nevienodai nutolę nuo optinės sistemos ir juos atitinka įvairios sujungtinės plokštumos $A'A'$, $O'O'$ ir $B'B'$. Taškai A ir B plokštumoje $O'O'$ atvaizduojami ne taškais, bet šviesiais skritulėliais, kurių dydis priklauso nuo šviesos pluošto pločio. Jei spindulių pluoštas būtų visai neribotas, tai sklindantieji iš A ir B spinduliai vienodai nušviestų visą ekraną, ir visai negautume atvaizdo. Todėl tenka šviesos spindulių pluoštą apriboti, ir kuo siauresnis jis bus, tuo aiškesnis bus erdvinio objekto, tikriau pasakius, jo projekcijos bet kurioje plokštumoje EE, atvaizdas plokštumoje $O'O'$.



68 pav.

Spindulių pluoštą apriboja speciali diafragma bei lęšių

rėmeliai, o kartais jų atvaizdai optinės sistemos dalyse. Apribojančią spindulių pluoštą optinės sistemos diafragmą *BB* vadiname *apertūrine diafragma* (68 pav., *b*). Ji yra svarbi optinio prietaiso dalis; nuo jos dydžio ir vietos priklauso atvaizdo aiškumas, taisyklingumas ir prietaiso šviesingumas.

Optiniame prietaise turime diafragmų bei optikos rėmelių angas. Vieną iš angų B_1B_1, kuri pati arba jos atvaizdas daugiausia susiaurina krintantį spindulių pluoštą, vadiname *įeinamuoju vyzdžiu*. O jo atvaizdą optinėje sistemoje vadiname *išeinamuoju vyzdžiu*. Tikroji diafragma, kurios atvaizdą riboja įeinamasis vyzdys, vadinama apertūrine diafragma. Kai ji yra prieš optinę sistemą, ji sutampa su įeinamuoju vyzdžiu, o jos atvaizdas sistemoje yra išeinamasis vyzdys. Kai apertūrinė diafragma yra už optinės sistemos, ji sutampa su išeinamuoju vyzdžiu, o jos atvaizdas yra įeinamasis vyzdys. Kampas, kuriuo matomas įeinamojo vyzdžio radiusas iš taško, kuriame optinė ašis perkerta objekto plokštumą, vadinamas *apertūriniu kampu*, o kampas, kuriuo matomas išeinamojo vyzdžio radiusas iš taško, kuriame optinė ašis perkerta atvaizdą, vadinamas *projekcijos kampu*. Einantieji pro apertūrinės diafragmos centrą spinduliai laikomi *vyriausiais spinduliais*.

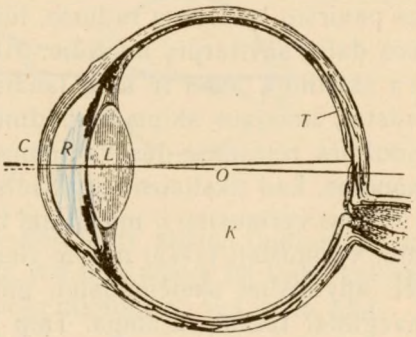
§ 26. AKIS — OPTINIS PRIETAISAS

Akis yra pagrindinis žmogaus optinis prietaisas. Labai daug stebėjimų bei matavimų žmogus daro plika akimi; tačiau kartais akies pajėgumui praplėsti jis naudoja įvairius pagalbinius optinius prietaisus, pvz., mikroskopą, žiūroną, teleskopą ir kt. Todėl labai svarbu pažinti akies, kaip optinio prietaiso bei spindulia-vimo energijos imtuvo, sandarą ir jos darbo dėsnius, nes tik tada mokėsime sudaryti tokias darbo sąlygas, kad akių tikslumas bei jų darbo našumas būtų didžiausias, ir galėsime tinkamiausiai naudoti pagalbinius optinius prietaisus.

1. Akies sandara

Žmogaus akis turi apytikriai rutulio formą. Jos skersmuo yra apie 2,5 cm (69 pav.). Akies išorinis apvalkalas susideda iš 3 sluoksnių. Išorinis kietas ir neskaidrus sluoksnis vadinamas *sklera*. Tik priešakinėje akies dalyje jis yra skaidrus ir kiek dau-

giau išgaubtas. Skaidrioji skleros dalis *C* vadinama *ragine*. Viduje sklerą iškloja smulkių kraujo indų tinklas. Priešakinėje akies dalyje jis pereina į rainutę (*R*) su nedidele viduryje angele — *vyzdžiu* (*lėliuke*). Rainutės spalva yra žmogaus akių spalva. Trečias akies apvalkalo sluoksnis *T* yra *tinklainė* (*retina*). Ji iškloja visą akies dugną, išskyrus jos priešakinę dalį. Tinklainę sudaro regėjimo nervo išsišakojusių pluoštelių skaidulos ir jų galai. Tinklainė yra šviesos imtuvas, kuris susidariusius joje išorinių objektų atvaizdus paverčia mūsų sąmonėje susidarančiu supančio mus pasaulio plastiniu paveikslu.



69 pav.

Tuojau už vyzdžio akies viduje yra išgaubto lęšio formos skaidrus kūnelis *L* — lęšiukas. Jis guli iš visų pusių jį supančiame maišelyje, pritvirtintame prie žiedinės formos (ciliarinio) raumens. Kai šis raumuo neįtemptas, žiedo skersmuo yra didžiausias. Tada lęšiuko maišelis yra įtemptas, o pats lęšiukas daugiau suplotas, ir jo paviršių kreivumas mažiausias. Raumeniui išsitempus, žiedo skersmuo, taigi ir lęšiuko įtempimas sumažėja; elastingų jėgų veikiamas, lęšiukas labiau išsigaubia. Lęšiuko paviršių kreivumo kitimą vadiname *akomodacija*. Pats lęšiukas sudėtas iš nedaugelio koncentriškų sluoksnių, kurių lūžimo rodiklis didėja, einant nuo paviršiaus gilyn. Lęšiuke guli daugiau vienalytiškas branduolėlis.

Akies dalis tarp raginės ir lęšiuko vadinama *priešakine akies kamera*. Ją užpildo skaidrus drebulinis — *kamerinis skystis*. Kiek kitoks, bet taipgi drebulinis skystis — *stikliškas kūnas* — užpildo užpakalinę akies dalį *K* tarp lęšiuko ir tinklainės.

Akies obuolys guli kaukolės kaulo rutulinės formos įduboje, kuri iš vienos pusės yra atdara. Šeši raumenys, vienu galu pritvirtinti prie akies obuolio, o antru — prie akies orbitos, leidžia akiai judėti. Optiniams skaičiavimams svarbu žinoti akies obuolio sukimosi centro padėtį *O*. Centras yra akies viduje apie 13 mm nutolęs nuo raginės viršūnės.

2. Akis — optinė sistema

Akis yra sudėtinga optinė sistema. Visų jos dalių lūžimo rodikliai yra didesni už vienetą. Visos akies, o taipgi jos atskirų dalių laužiamoji galia (refrakcija) priklauso nuo ribojančių jas paviršių kreivumo radiuso, lūžimo rodiklių bei atskirų sistemos dalių savitarpio nuotolio. Minėtieji dydžiai atskirų žmonių yra skirtingi, todėl ir akių laužiamoji galia yra skirtinga. Paprastai, žmogaus akims apibūdinti imama šių dydžių kai kurios vidutinės reikšmės; jos vadinamos *schemine akimi.* Šiuo metu manoma, kad tiksliausia yra Gulstrando scheminė akis.

Akies vyriausieji ir mazginiai taškai guli labai arti vienas prie kito; vyriausieji taškai nutolę vienas nuo kito apie 0,25 mm. Todėl, apytiksliai skaičiuodami, galime teigti, kad vyriausieji ir mazginiai taškai sutampa. Taip prastindami scheminę akį pakeičiame *redukuota akimi.* Redukuotoje akyje spindulių lūžimas raginėje ir lęšiuke pakeičiamas tokio dydžio vienkartiniu lūžimu, pereinant spinduliui atitinkamą sferinį laužiamąjį paviršių.

4 lentelė

Redukuotos akies optinės savybės

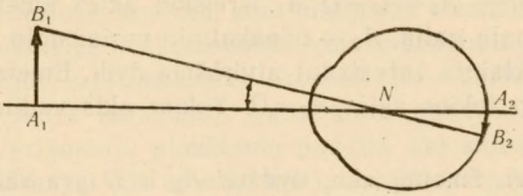
laužiamoji galia	58,64 D
laužiamojo paviršiaus kreivumo radiusas	5,73 mm
lūžimo rodiklis	1,336
akies gylis	22,78 mm
priešakinio židinio nuotolis	17,054 mm
užpakalinio židinio nuotolis	22,78 mm

3. Emetropinė ir ametropinė akis

Žinodami akies optines ypatybes, lengvai galime sudaryti objektų atvaizdus akyje. Atvaizdo susidarymą redukuotoje akyje pavaizduojame 70 pav. Čia A_1B_1 ir A_2B_2 yra objektas prieš akis ir jo atvaizdas akyse, N — akies mazginis taškas. Pažymėję objekto ilgį y_1, jo atvaizdo — y_2, objekto nuotolį nuo N — a_1, priešakinio židinio nuotolį f_1, iš panašių trikampių A_1B_1N ir A_2B_2N turėsime:

$$y_2 = f_1 \cdot \operatorname{tg} \alpha = -17{,}05 \frac{y_1}{a_1}. \qquad (26{,}1)$$

Esančio 10 m nuotolyje 1,70 m ūgio žmogaus atvaizdo ilgis tinklainėje yra apie 2,9 mm. Susidarantis akyje atvaizdas yra tikras ir apverstas.



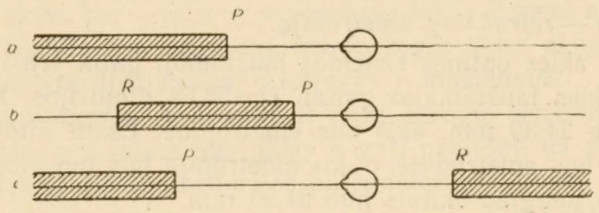
70 pav.

Akių užpakalinis židinys gali būti akyje, tinklainėje arba akies išorėje už tinklainės. Jis yra tinklainėje tik tada, kai akies gylis L ir jos užpakalinio židinio nuotolis f'_2 yra tokie, kad

$$L = 1{,}60 - f'_2, \qquad (26{,}2)$$

čia 1,60 mm yra užpakalinio vyriausiojo taško nuotolis nuo raginės viršūnės.

Akis vadinama *emetropine*, jei tenkinama lygtis (26,2), kai akis yra visai neakomoduota. Taškas akies optinėje ašyje, kurio atvaizdas susidaro tinklainėje, vadinamas akies *tolimuoju tašku* (R); o taškas, kurio atvaizdas yra tinklainėje, kai akis yra



71 pav.

smarkiausiai akomoduota — *artimuoju tašku* (P). Pažymėkime taško R nuotolį nuo priešakinio vyriausiojo taško a. Atvirkščias jam dydis $\frac{1}{a} = A$ vadinama *akies ametropija*. Emetropinės akies ametropija $A = 0$, nes jos $a = \infty$ (71 pav., a).

Prisiminkime lęšio formulę (16,8). Pažymėkime $\frac{1}{a_1} = A_1$, $\frac{1}{a_2} = A_2$ ir $\frac{1}{f} = D$. Tada šią formulę taip išreikšime:

$$A_2 = A_1 + D. \qquad (26{,}3)$$

Visi šie trys dydžiai išreikšti dioptrijomis. Formulė (26,3) tinka ne tik lęšiui, bet ir lęšių sistemai. Pritaikykime ją akims. Kai objektas yra taške R, jo atvaizdas susidaro tinklainėje. Šiuo atveju formulėje $A_2=A_1+D$ A_1 išreiškia akies ametropiją, D — jos laužiamąją galią, A_2 — užpakalinio vyriausiojo taško nuotolio nuo tinklainės (atvaizdo) atvirkščią dydį. Emetropinės akies $A_1=0$, taigi tokios akies $A_2=D$. Tokias akis vadiname *normaliomis.*

Apskritai, žmonių akių dydžiai A_2 ir D yra skirtingi ir tik retai $A_2=D$, taigi $A_1=0$. Beveik visada žmonių akių $A_2\neq D$, taigi $A_1\neq 0$. Tokios akys yra *ametropinės.* Jų taškas R nėra be galo toli. Kai akies taškas R guli prieš akis baigtiniame nuotolyje (71 pav., *b*), taigi, kai $a\neq\infty$ ir $A\neq 0$, tokią akį vadiname *trumparege* (*miopine*) akimi. Tokios akies užpakalinis židinys yra akies viduje prieš tinklainę. Trumparegės akies gylis yra per didelis, palyginus su jos židinio nuotoliu. Kai akies taškas R yra už akies (71 pav., *c*), taigi, kai $a<0$ ir $A<0$, tokią akį vadiname *tolrege* (*hipermetropine*). Tolregės akies taškas R optinės sistemos atžvilgiu yra vadinamasis *menamasis objektas*, t. y. jame sueina spinduliai, kritę į visai neakomoduotą akį. Tolregės akies gylis yra per mažas, palyginus su jos židinio nuotoliu. Reikia pažymėti, kad akies ametropiją sukelia arba akies gylio, arba laužiamosios galios kitimas. Pirmuoju atveju turime *ašinę*, antruoju — *refrakcinę ametropiją.*

Tegu akies optinės sistemos laužiamoji galia yra lygi scheminės akies laužiamajai galiai, $D=58{,}64$ dioptrijos. Kai akies gylis yra 24,39 mm, akis bus emetropinė. Esant kitokiam gyliui — ji bus ametropinė, ir jos ametropija bus tuo didesnė, kuo jos gylis daugiau skirsis nuo 24,39 mm.

5 lentelė

Scheminės akies ametropija

Akies gylis mm	Ametropija dioptrijomis	Akies gylis mm	Ametropija dioptrijomis
24,39	0	24,39	0
26,05	−4	23,63	+2
27,98	−8	22,92	+4
32,21	−15	21,65	+8
41,31	−25	21,07	+10

4. Akies akomodacija

Jau minėjome, kad akies lęšiuko paviršių kreivumas gali kitėti, akis gali akomoduotis. Akomodacijai didelės reikšmės turi sluoksniuota lęšiuko sandara, kuri sustiprina akomodacijos efektą. Scheminės akies neakomoduoto lęšiuko laužiamoji galia yra 19,11 dioptrijos, o stipriausiai akomoduoto — 33,06 dioptrijos. Atitinkamai akies laužiamoji galia kinta nuo 58,64 iki 70,57 dioptrijos. Vyriausiųjų plokštumų padėtis, akį akomodavus, tepakinta labai mažai (tik apie 0,4 mm), nuotolis tarp jų praktiškai visai nepasikeičia.

Akies akomodacijos pajėgumą Φ išreiškiame taip:

$$\Phi = \frac{1}{a} - \frac{1}{p} = A - P, \qquad (26,4)$$

čia a — akies taško R nuo priešakinio vyriausiojo taško, o p — taško P nuotolis nuo jo. Φ išreiškiamas dioptrijomis, taigi a ir p turi būti išreikšti metrais. Iš formulės (26,4) aiškėja, kad esant tokiam pat taško P nuotoliui, tolregės ir trumparegės akies akomodacijos pajėgumas nėra lygus. Taip yra todėl, kad jų taško R nuotolis nevienodas. Trumparegės akies taškas R guli prieš akį baigtiniame nuotolyje ir, akomoduojant akį, priartėja ir atsiduria taške P. Emetropinę akį akomoduojant, taškas R iš begalybės atslenka į tašką P, o akomoduojant tolregę — tas taškas, gulįs už akies, per $-\infty$ ir $+\infty$ pereina į tašką P prieš akį. Esant taško P tokiam pat nuotoliui, trumparegės akies akomodacijos pajėgumas yra didžiausias, o tolregės — mažiausias.

Reikia pažymėti, kad taško P vieta, žmogui senstant, keičiasi; jis palengva tolsta nuo akies ir gali paslinkti už akies. Atitinkamai kinta ir akomodacijos pajėgumas.

6 lentelė

Akių akomodacijos pajėgumo kitimas senstant

Amžius metais	Akomodacijos pajėgumas dioptrijomis	Amžius metais	Akomodacijos pajėgumas dioptrijomis
10	14,0	60	1,0
20	10,0	70	0,25
40	4,5	75	0,00

Akių akomodacijos pajėgumo silpnėjimo reiškinį vadiname *senatvės tolregyste* (*presbiopija*).

5. Akies optinės sistemos trūkumai

Akis, kaip optinė sistema, turi nemaža trūkumų, kurie kliudo aiškiai regėti mažus bei tolimus objektus. Tokių objektų vaizdai nėra aiškūs. Reikia pažymėti, kad akies, o ypač tinklainės sandara ir jos reakcijos į šviesos dirginimus dėsningumas parodo, jog akis sudaryta taip, kad, išnaudodama atvaizdų netobulumą, galėtų regėti, esant labai skirtingiems apšviestumams. Iš akies optinių trūkumų reikia paminėti tokius.

Akies raginė nėra visai sferinė, tik jos artimiausią optinei ašiai dalį galima laikyti sferine. Nėra griežtai sferiniai ir lęšiuko laužiamieji paviršiai. Regėjimo linija sudaro su optine ašimi nedidelį (apie 5°) kampą. Tačiau praktiškai akį galime laikyti centruota ir simetrine optine sistema.

Akyje pasireiškia sferinė aberacija; jos įtaka atvaizdo kokybei ypač žymi, kai vyzdys užima didesnį plotą. Sferinės aberacijos reiškinys glaudžiai siejasi su židinio gyliu. Židinio gyliu laikome didžiausią nuotolį, kuriuo slinkdamas objekto taškas pavaizduojamas tinklainėje tokio dydžio skritulėliu, kad jis paveikia tik vieną šviesai jautrų elementą (7). Vyzdžio skersiniui didėjant, židinio gylis trumpėja; jis taip pat trumpėja, artėjant taškiniam objektui prie akies.

7 lentelė

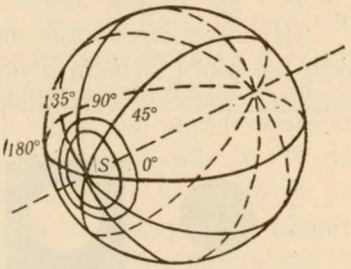
Neakomoduotos akies židinio gylis

Vyzdžio skersmuo mm	Židinio gylis Objekto nuotolis nuo akies	
	∞	25 cm
1	nuo ∞ iki 8 m	3,2 cm
2	16 „	1,6 „
3	24 „	1,1 „
4	32 „	0,8 „

Akomoduotos akies židinio gylis kiek didesnis.

Išvestieji pro raginės viršūnę ir užpakalinį akies ašigalį dideji apskritimai laikomi akies meridianais (72 pav.). Jei raginės ir lęšiuko paviršiai būtų rutuliniai, akies laužiamoji galia visuose meridianuose būtų vienodo dydžio. Bet dažniausiai akies laužiamoji galia įvairiuose meridianuose yra skirtinga. Tada tarp

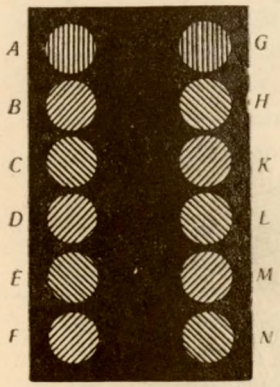
meridianų vienas bus didžiausios, o jam statmenas — mažiausios (arba nulinės) ametropijos meridianas. Tokią akį vadiname *astigmatine*, o šiuos meridianus — *vyriausiais akies meridianais*, arba *vyriausiais piūviais*. Astigmatinė akis padaro krintantį į ją spindulių pluoštą astigmatiniu. Tokio pluošto židiniuose vieton taškinio gauname tiesės pavidalo atvaizdą.



72 pav.

Jeigu vienas astigmatinės akies židinių guli tinklainėje, tai tame meridiane akies ametropija lygi nuliui. Kitame vyriausiame piūvyje akis bus ametropinė. Šiuo atveju turėsime paprastąjį astigmatizmą. Be šio, pasitaiko *sudėtingas astigmatizmas*, kai abiejuose vyriausiuose piūviuose akis yra ametropinė (trumparegė arba tolregė). O kartais akis viename vyriausiame piūvyje yra trumparegė, o kitame tolregė. Tada turime *mišrųjį astigmatizmą.*

Akių astigmatizmą, paprastai, sukelia torinė (nesferinė) raginės, rečiau lęšiuko paviršių forma bei lęšiuko netaisyklinga padėtis optinės ašies atžvilgiu. Nedidelį (iki 1 dioptrijos) astigmatizmą kartais sukelia, akių vokų svorio veikiamas, raginės paviršiaus formos pakitimas. Tokį astigmatizmą vadiname *fiziologiniu.* Šiuo atveju stačiame meridiane akies laužiamoji galia yra didesnė kaip gulsčiame.



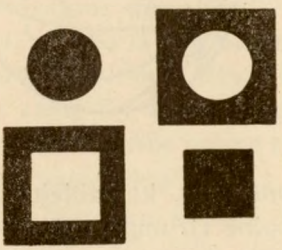
73 pav.

Astigmatinė akis vienos krypties tieses skiria geriau negu kurios kitos krypties. Šiuo remiasi akių tikrinimas. 73 pav. skritulėliai apdengti skirtingos krypties tiesėmis; žiūrint kai kurių skritulėlių tiesės atrodo juodesnės kaip kitų. Iš to sprendžiame apie astigmatinės akies vyriausiuosius piūvius.

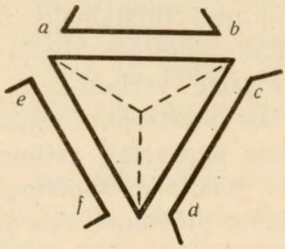
Akis nėra achromatinė sistema. Tuo galima įsitikinti taip. Stebėkime pro kobaltinį stiklą esantį taške *R* šviesų objektą. Stiklas praleidžia tik raudonuosius ir mėlynuosius spindulius. Objektas atrodo raudonas, apsuptas mėlyno vainiko.

Artinant objektą prie taško *P*, jis pasidaro mėlynas, apsuptas raudono vainiko. Akies chromatinė aberacija regimojo spektro kraštiniams spinduliams siekia apie 2 dioptrijas. Bet dėl nevienodo akies jautrumo skirtingų ilgių šviesos bangoms ir nedidelio vyzdžio skersmens akies chromatinės aberacijos nejaučiame.

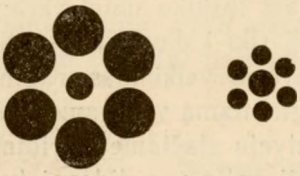
Sferine ir chromatine aberacija galima paaiškinti šviesių linijų bei plotų, šviesių plyšių ir angų tamsiame dugne arba atvirkščiai netikslų vertinimą. Šie reiškiniai vadinami *iradiacija*.



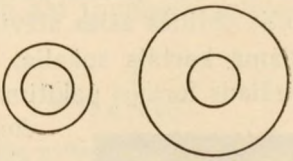
74 pav.



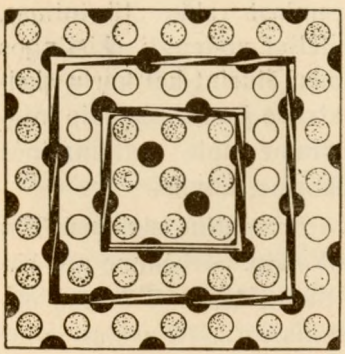
75 pav.



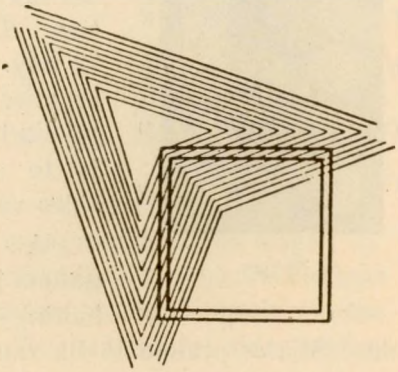
76 pav.



77 pav.



78 pav.

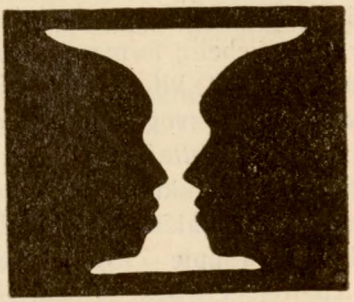


79 pav.

Baltos figūros juodame dugne atrodo didesnės už juodas baltame dugne (74 pav.). Labai dažnai klaidingas įspūdis kyla todėl, kad matomus daiktus arba jų dalis suvokiame (pagauname) ne atskirus, bet visada tam tikru santykiu su aplinkiniais daiktais, dugnu, aplinka. 75 pav. atkarpa *ab* atrodo trumpesnė už *ef*, o *ef* trumpesnė už *cd*, o tuo tarpu jos yra vienodo ilgio. 76 pav. centrinis skritulėlis kairėje atrodo mažesnis kaip dešinėje, o 77 pav. vidinis apskritimas kairėje atrodo didesnis kaip dešinėje; 78 pav. išvestos trukiomis linijomis baltų, pilkų bei juodų skritulėlių dugne kvadratų kraštinės, atrodo, nesudaro kvadratų. 79 pav. viršutinis dešinysis kvadrato kampas ne status, o aštrus. 80 pav. pirmuoju žvilgsniu pastebime vazą, o tik vėliau — du siluetus. Iradiacijos efektas tuo aiškesnis, kuo šviečiančio paviršiaus ryškumas didesnis.

Akis gali šviesą ir išbarstyti. Ją išbarsto lęšiukas ir stikliškas kūnas, be to, šviesa atsispindi nuo užpakalinių tinklainės sluoksnių. Visa tai sudaro akyje silpną šviesų šydą. Stebėdami šviesius objektus tamsiame dugne, matome šviesias aureoles. Tai mažina kontrastingumą ir aiškumą, esant silpniems nušvietimams.

Krintančią į akis šviesą kiek daugiau absorbuoja lęšiukas. Senstant lęšiuko šviesos absorbcija stiprėja; lęšiukas pradeda stipriau absorbuoti trumpąsias šviesos bangas, todėl jis pasidaro gelsvas. Pasitaiko, kad lęšiuko šviesos absorbcija tiek sustiprėja, jog žmogus apanka. Šį reiškinį vadina *katarakta*. Tada, paprastai, lęšiukas pašalinamas (*afakinė akis*). Dabartiniu laiku vieton jo įstatomas dirbtinis lęšiukas, ir grąžinamas regėjimas. Lęšiuko selektyvioji absorbcija pakeičia ir spalvų jutimą.



80 pav.

Be lęšiuko, selektyvia šviesos absorbcija pasižymi tinklainės geltonosios dėmės sritis, kur yra įsiterpęs geltonas pigmentas. Todėl, mėlynos arba violetinės spalvos objektus stebint centrine tinklainės dalimi, jie atrodo mažiau mėlyni arba violetiniai, kaip stebint kraštinėmis tinklainės dalimis.

Akyje absorbuojami ir neregimieji — infraraudonieji ir ultravioletiniai spinduliai. Ultravioletinius absorbuoja raginė ir

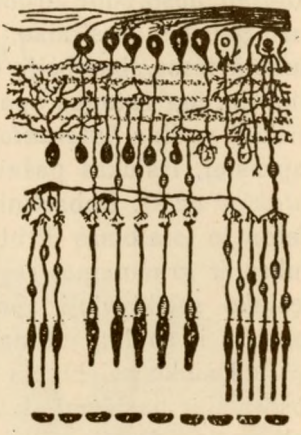
lęšiukas. Raginė absorbuoja trumpesnius už 298 mμ, o lęšiukas — už 313 mμ spindulius. Taigi trumpesni už 313 mμ spinduliai nenusklinda iki tinklainės.

Trumpieji infraraudonieji (nuo 800 mμ iki 1300 mμ) mažai absorbuojami ir lengvai pasiekia tinklainę, kur jų energija virsta šiluma. Ilguosius, pradedant 1300 mμ, infraraudonuosius spindulius stipriau absorbuoja raginė ir kamerinis skystis, ir jie šyla. Būdamas ilgesnį laiką įšilęs, lęšiukas drumsčiasi.

§ 27. FIZIOLOGINĖS OPTIKOS PAGRINDAI

1. Akies tinklainės sandara

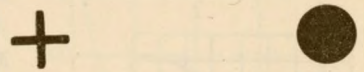
Akies tinklainė susideda iš atskirų nervų skaidulų pynės. Skaidulos sudarytos iš medžiagos, panašios į smegenų medžiagą. Nervų skaidulos, kurių yra milijonai, iš smegenų į akį pereina, supintos tarp savęs, ir sudaro regėjimo nervo kamieną. Perėjusios sklerą ir kraujo indų apvalkalą, regėjimo nervo skaidulos pasiskirsto po visą tinklainę, sudarydamos pirmąjį — išorinį tinklainės sluoksnį. Iš ten jos pereina per daugelį tinklainės sluoksnių ir pasibaigia vidiniame sluoksnyje ypatingomis galūnėmis, kurios yra tinklainės šviesai jautrūs elementai. Jos yra dviejų rūšių: vienos iš jų yra palyginti ilgos ir turi stiebelių formą; jos vadinamos *lazdelėmis*. O kitos trumpesnės ir storesnės, turi svogūnėlių formą ir vadinamos *buteliukais* (81 pav.). Lazdelių ir buteliukų matmuo siekia mikronus; jų skaičius nevienodas: buteliukų yra apie $7 \cdot 10^6$, o lazdelių — $13{,}3 \cdot 10^6$. Lazdelės ir buteliukai paskirstyti tinklainėje netolygiai. Tinklainės vieta prieš lęšiuką, kur optinė ašis kerta tinklainę, yra kiek įdubusi. Įdubos skersmuo tesiekia 0,5 mm, apertūrinis kampas apie 1°. Ji yra išklota tik buteliukais, centre smulkesniais, o pakraščiuose kiek stambesniais; jų yra 4000—5000. Ši įduba yra centre ovalinės tinklainės srities, vadinamos *geltonąja dėme*; pastarosios skersmuo yra 1,4—2,0 mm. Gelto-



81 pav.

nosios dėmės pakraščiuose, be buteliukų, pasitaiko ir lazdelių. Tolstant nuo geltonosios dėmės, lazdelių tinklainėje daugėja, o buteliukų — mažėja. Kraštinėse tinklainės srityse tepasitaiko tik lazdelės. Geltonoji dėmė, ypač jos centrinė dalis, yra aiškiausio regėjimo vieta; šioje srityje kiekvienas buteliukas turi savo nervo skaidulą. Kraštinėse tinklainės srityse viena nervo skaidula pasibaigia keliomis galūnėmis.

Toje tinklainės vietoje, kur regėjimo nervas įeina į akį, nėra nei lazdelių, nei buteliukų; ji nejautri šviesai ir todėl vadinama *akląja dėme*. Jos skersmuo yra apie 1,5 mm. Akies akląją dėmę galime pajusti, stebėdami dešine akimi 20—30 cm nuotolyje 82 pav. kryžiuką, kairiąją akį užmerkę. Tada juodas skritulėlis visai nematomas, nes jo vaizdas susidaro akloje dėmėje. Pastarojoje galėtų tilpti 11 mėnulių atvaizdų, kai mėnulio pilnatis yra zenite.



82 pav.

Lazdelėse nustatyta ypatinga medžiaga, kuri, šviesos veikiama, skaidosi; ji vadinama *radopsinu*, arba *regėjimo purpuru*. Vykstant radopsino fotocheminei reakcijai, susidaro nervų skaidulose potencialų skirtumas. Atskirų elektrinių impulsų dirginimas perduodamas iš akies į smegenų centrą, kur jis paverčiamas šviesos jutimu. Suskilęs radopsinas patamsyje vėl atsistato. Paprastai, šviesoje jis skyla ir susidaro vienu metu. Manoma, kad panaši medžiaga yra ir buteliukuose.

Kad aiškiai regėtume objektus, reikia, kad tinklainėse geltonojoje dėmėje susidarytų jų griežti atvaizdai.

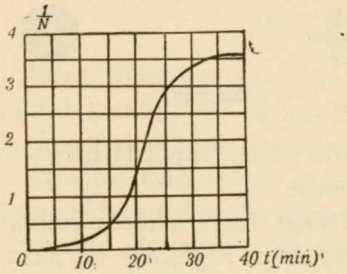
2. Akių adaptacija

Akimis tenka stebėti labai skirtingo ryškumo objektus; ryškumų santykis pasiekia 10^{12}. Taigi akys įveikia prisitaikyti prie labai skirtingo stiprumo apšviestumų. Šią akių savybę vadiname *adaptacija*.

Akių adaptacija nėra staigi, bet vyksta kurį laiką. Iš dienos šviesos įėję į tamsią patalpą, pvz., į kino salę seanso metu, iš pradžių nieko nematome; ir tik po kurio laiko pradedame atskirti daiktus, taigi tik po truputį vėliau akys adaptuojasi, prisitaiko, ir šviesai jautrusis aparatas pradeda veikti naujomis sąlygomis. Šiuo atveju turime akių adaptaciją tamsai.

Išėję iš tamsios patalpos į stipriai nušviestą, pirmuoju akimirksniu apakinti nieko nematome. Tačiau po kurio laiko akys prisitaiko prie stipresnio apšviestumo, ir vėl pradedame normaliai matyti. Šituo atveju turime akių adaptaciją šviesai.

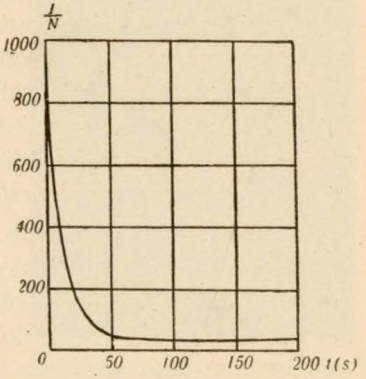
Ištyrus akių adaptacijos trukmę, paaiškėjo ir adaptacijos mechanizmas. Esant silpniems apšviestumams, veikia tiktai lazdelės; buteliukų fotojautri medžiaga tada neskyla. Esant stipresniems apšviestumams, lazdelės pasidaro nebeveiklios, nes ten skylama greičiau, kaip atsistatoma. Šiuo atveju veikia tik buteliukai. Vyzdžio skersmuo smarkiai sumažėja. Pirmame išoriniame stipriai apšviestos tinklainės sluoksnyje pastebimi juodojo pigmento grūdeliai, kurie, paprastai, yra prie kraujo indų apvalkalo prigludusiame sluoksnyje. Juodasis pigmentas absorbuoja šviesos perteklių ir tokiu būdu leidžia regėti, ir esant stipriems apšviestumams. Apšviestumui silpnėjant, juodojo pigmento grūdeliai pasitraukia gilyn į tinklainę, prasiplečia akies vyzdys: lazdelėse atsistato ir pradeda veikti radopsinas. Kai apšviestumai silpni, buteliukai neveikia.



83 pav.

Todėl praeina laiko, kol akys prisitaiko prie šviesos arba tamsos. 83 pav. kreivė pavaizduoja akies prisitaikymą prie tamsos; abscisėje sužymėtas laikas, ordinatėje — akių jautrumas šviesai, kurį išreiškia dydis $\frac{1}{N}$; čia N yra *šviesos jutimo žemiausias slenkstis*. Jį nusako mažiausias šviesos energijos kiekis, kuris dar pajėgia sukelti akyse šviesos jutimą. N išreiškiamas arba kritusia per 1 s į akis šviesos energija $\left(\frac{J}{s}\right)$, arba apšviestumu vyzdyje (lx). Iš kreivės matyti, kad, perėjus iš šviesos į tamsą, akių jautrumas šviesai iš pradžių staigiau, o vėliau lėčiau didėja, tolydžio artėdamas prie kurio nors pastovaus dydžio. Šviesos jutimo slenkstį, atitinkantį akių jautrumą šviesai, esant visiškai tamsai, vadiname *absoliutiniu šviesos jutimo slenksčiu*. Visi kiti akių šviesos jutimo slenksčiai, atitinkantieji kitokius akies adaptacijos būvius, vadinami *santykiniais slenksčiais*. Akių prisitaikymą prie šviesos vaizduoja 84 pav. kreivė.

Lazdelių ir buteliukų adaptacijos greitis bei jų jautrumo šviesai kitimo ribos nėra vienodos. Veikiant buteliukams, jautrumas šviesai, adaptuojantis tamsai, kinta 20—40 kartų, ir jautrumas kinta 5—8 min. O veikiant lazdelėms, adaptacija trunka 60—80 min., o jautrumas kinta 50 000—100 000 kartų.



84 pav.

Šviesos jutimo slenksčiai skirtingi įvairių spalvų, taigi nevienodų bangų ilgių šviesai. Tai rodo, kad akis nevienodai jautri skirtingo ilgio bangų šviesai. 8 pav. kreivė pavaizduoja akių jautrumo šviesai priklausomybę nuo bangos ilgio, esant stipresniems apšviestumams, taigi, regint buteliukais. Akys yra jautriausios 555 mμ ilgio bangoms. Ilgėjant bei trumpėjant bangoms, tinklainės jautrumas šviesai staigiai krinta. Esant silpniems apšviestumams (veikiant lazdelėms), akys labiausiai yra jautrios 507 mμ ilgio bangoms. Lazdelės visai nejautrios raudonajai šviesai. Buteliukų spektrinis jautrumo šviesai pasiskirstymas skiriasi nuo lazdelių jautrumo pasiskirstymo. Spalvos dienos šviesoje ir prieblandoje atrodo nevienodai.

Akių absoliutinis šviesos jutimo slenkstis priklauso nuo daugelio faktorių, pvz., šviesos bangos ilgio, jos veikimo trukmės, vietos tinklainėje, sužadinimo ir kt. Apskritai, jo reikšmė yra labai maža ir kinta apytiksliai tarp $1 \cdot 10^{-17}$ ir $3{,}8 \cdot 10^{-18} \frac{J}{s}$; tai apytikriai atitinka 10^{-9} lx vyzdžio apšviestumą.

3. Spalvų skyrimas. Regėjimas, esant silpniems apšviestumams

Svarbiausia mūsų akių ypatybė yra jos gebėjimas skirti spalvas. Bet jas skiriame tik dieną, esant stipriam apšviestumui. Apšviestumui silpnėjant, mūsų akių jautrumas spalvoms silpnėja, prietemoje jų jau nebeatskiriame. Šią akių ypatybę pirmiausia pastebėjo Purkinjė, todėl šis reiškinys vadinamas *Purkinjė efektu*. Be to, paaiškėjo, kad, apšviestumui silpnėjant, akys

palyginamai jautrėja trumpųjų bangų (mėlynajai bei violetinei) spalvoms, o jų jautrumas ilgųjų bangų (raudonajai bei oranžinei) spalvoms žymiai susilpnėja.

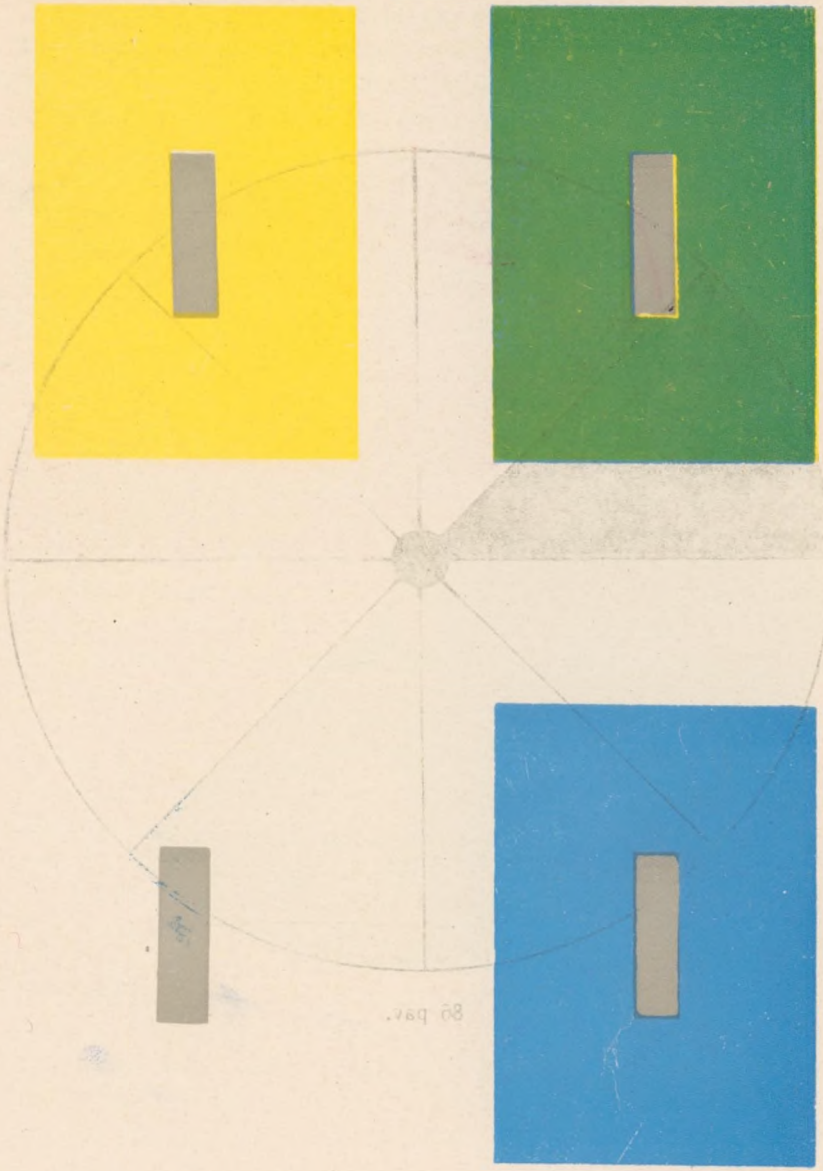
Purkinjė efektas nurodo, kad spalvas skiriame, regėdami buteliukais. Manoma, kad buteliukai yra skirtingi. Vieni yra jautrūs raudonai, antri — žaliai, o treti — mėlynai spalvai. Krintant šviesai, šių trijų rūšių buteliukai sužadinami nevienodai stipriai. Priklausomai nuo jų sužadinimo stiprumo laipsnio sukeliamas vienos bei kitos spalvos jutimas. Taip aiškina spalvų skyrimą *trichromatinė spalvų teorija.*

Pasitaiko žmonių, kurie neskiria visų spalvų, pvz., raudonos nuo žalios. Toks spalvų skyrimo trūkumas vadinamas *daltonizmu.* Jį sukelia tai, kad trūksta vienos kurios rūšies buteliukų. Jei akyse tėra tik vienos kurios rūšies buteliukai, tai toks žmogus visai neregi spalvų.

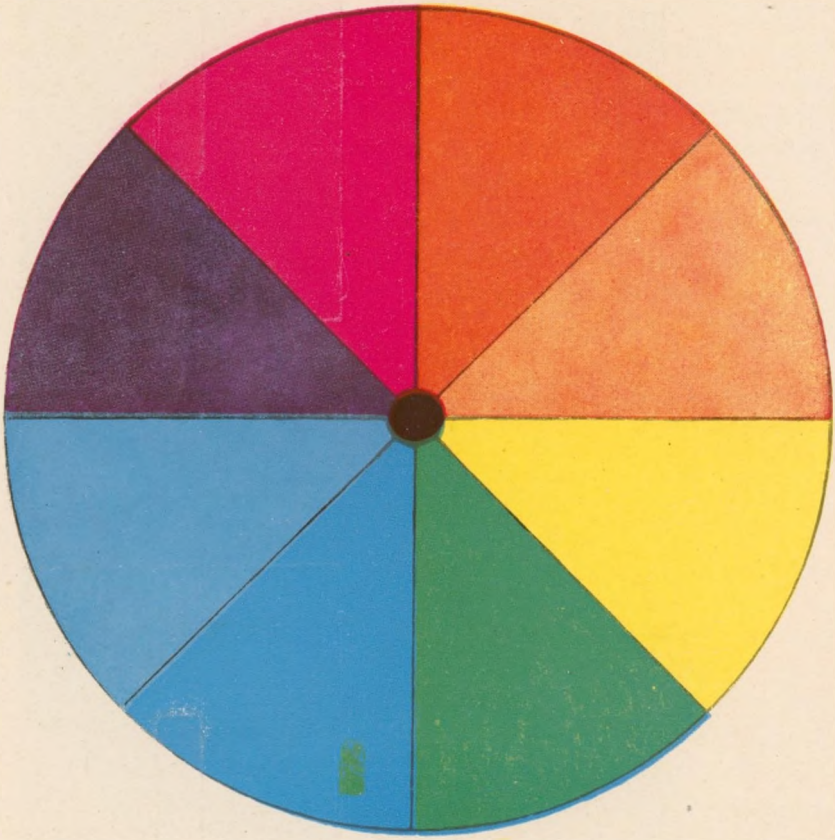
Kai kada, stebėdami spalvotus objektus, klaidingai įvertiname spalvas. Susiduriame su spalvų regėjimo iliuzijomis. Pirmiausia apie spalvos sodrumą sprendžiame pagal dugno ryškumą arba aplinkinių objektų spalvas. Šiuo atveju taipgi pasireiškia ryškumų kontrastingumo dėsningumas: tamsiame fone spalva atrodo šviesesnė, o šviesiame — tamsesnė. Be to, stebimo objekto regimoji spalva priklauso nuo to, kokiame dugne tas objektas yra. Tada pasireiškia vadinamieji *chromatiniai kontrastai.* Pilka juostelė skirtingos spalvos dugne turi kitokį atspalvį (85 pav.) — žaliame — rausvą, geltoname — melsvą, mėlyname — rausvą ir t. t. Apskritai, juostelės atspalvis apytikriai atitinka dugno spalvos papildomą spalvą. Bet kuriai spalvai galima parinkti tokią antrą, kurios, optiškai sumaišytos, sudaro achromatinę (baltą arba pilką) spalvą. Antrąją spalvą vadiname papildoma pirmajai. Optinį spalvų susimaišymą galima pastebėti šiuo būdu. Skritulį paskirstykime sektoriais ir nuspalvinkime juos parodytomis 86 pav. spalvomis. Greitai sukant skritulį, jis atrodys mums pilkas.

Mūsų akys pritaikytos saulės šviesai jausti. Šia akių ypatybe paaiškinama ir tokia iliuzija. Jeigu keletą sekundžių žiūrėsime į raudoną dėmę, o paskui nukreipsime akis į baltą popierių, tai pamatysime papildomos spalvos — žalią dėmę.

Spalviniai kontrastai sukelia ir daugelį kitokių spalvų regėjimo iliuzijų.



85 pav.

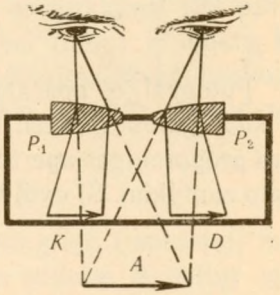


86 pav.

Esant silpniems apšviestumams, pvz., prietemoje arba šviesią naktį, mes spalvų neskiriame. Visa aplinka mums atrodo pilka. Šiuo atveju regime lazdelėmis, kurios paskirstytos tinklainės pakraščiuose. Jos nėra jautrios spalvoms. Kalbame apie netiesioginį (iš šalies) regėjimą. Jis nėra mums įprastas, nes mes įpratę žiūrėti tiesiai į stebimą daiktą. Be to, lazdelės yra jautresnės trumpesnių bangų spinduliams, todėl, nukreipus akis tiesiog į silpnai apšviestą daiktą, dažnai jo nebematome. Iš čia atsirado visokie nakties „vaiduokliai", vizijos, kuriomis remiasi religiniai prietarai ir panašūs į juos „reiškiniai".

4. Binoklinis regėjimas

Norėdami aiškiai matyti stebimąjį daiktą, įžiūrėti jį smulkiau, akis pakreipiame taip, kad jų optinės ašys susikirstų stebimo objekto paviršiuje. Tada objekto atvaizdas susidaro geltonojoje dėmėje, kur yra smulkiausi buteliukai, ir todėl įžiūrime daugiau smulkmenų, nes akių skiriamoji galia priklauso nuo buteliukų dydžio: du artimus objekto taškus stebime atskirtus vieną nuo kito tik tada, kai jų atvaizdai susidaro atskiruose buteliukuose. Nors abiejose akyse susidaro atskiri objekto atvaizdai, mes matome tik vieną objektą, tačiau tik tol, kol šie atvaizdai guli tinklainės atitinkamose vietose. Pakreipę vienos akies optinę ašį, mes pamatysime dvigubą daiktą.



87 pav.

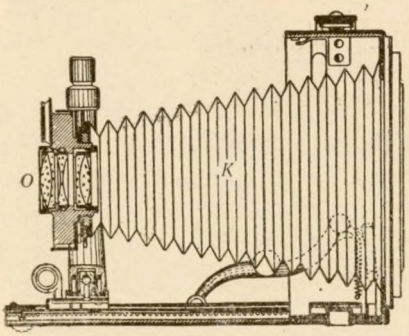
Žiūrėdami abiem akim, galime skirti atskirų matomų daiktų nuotolius, taigi regime plastišką vaizdą. Apie matomų daiktų nuotolius sprendžiame iš raumenų įtempimo, pasukdami akis taip, kad jų optinės ašys kryžiuotųsi stebimojo objekto paviršiuje, o apie jų dydį — palygindami juos su gerai žinomų daiktų dydžiu.

Akių regimieji laukai nėra visai vienodi; dešinės akies vaizdas apima plačiau dešinėje, o kairės — kairėje pusėje. Kai matomų atskirai abiejų akių vaizdų atvaizdai užsikloja, susidaro plastiškas, arba *stereoskopinis*, *vaizdas*. Šį reiškinį galime pastebėti *stereoskopu* (87 pav.). Jį sudaro dvi taip įrėmintos priz-

mės P_1 ir P_2, kad, stebint pro jas du atskirus paveikslėlius K ir D, jų atvaizdai A susidarytų tapatingose abiejų akių tinklainės vietose. Jei tuose paveiksliukuose bus pavaizduoti tos pačios panoramos vaizdai, kaip ją mato dešinioji ir kairioji akis, tai, žiūrėdami į juos pro stereoskopą, matysime gilų — plastinį vaizdą.

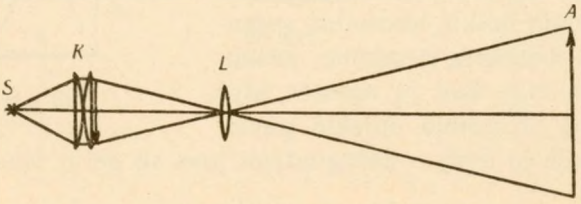
§ 28. FOTOGRAFIJOS IR PROJEKCIJOS APARATAS

Fotografijos aparato sandara labai primena akies sandarą. Jį sudaro įmontuotas į kamerą K šiek tiek slankiojantis objektyvas O (88 pav.). Iš objekto krintą spinduliai, praėję per objektyvą, sudaro fotoplokštelėje arba fotofilme tikrą, apverstą ir sumažintą atvaizdą. Prieš objektyvą įtvirtinta „iris“ diafragma leidžia susiaurinti krintantį į objektyvą spindulių pluoštą ir padidinti fokusavimo gylį bei susilpninti apšviestumą. Ten yra ir užraktas labai trumpoms (nuo sekundės iki tūkstantųjų sekundės dalių) apšvietimo trukmėms nustatyti.



88 pav.

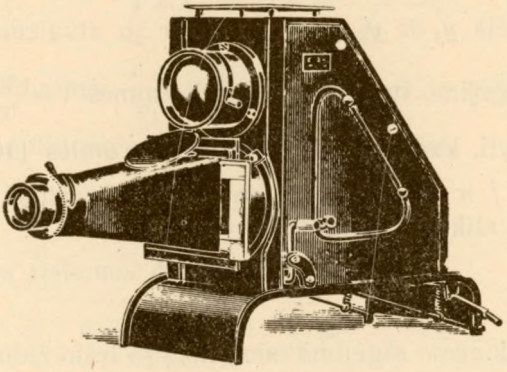
Fotografijos aparato objektyvas privalo sudaryti neiškraipytą ir kiek galima ryškesnį objekto atvaizdą. Pastarojo apšviestumas yra proporcingas apertūrinės diafragmos ir židinio nuotolio kvadrato santykiui. Šį dydį vadina *objektyvo šviesingumu.* Bet dažnai



89 pav.

šviesingumu vadina diafragmos didžiausios angos skersmens ir židinio nuotolio santykį, nors tikriau jį reiktų vadinti *santykine anga.* O santykinės angos kvadratas išreiškia objektyvo šviesingumą. Gerų objektyvų santykinė anga siekia 1 : 0,9.

Projekcijos aparatas sudėtas iš šviesos šaltinio (elektrinio lanko arba lempos) *S* (89 pav.), kondensoriaus *K*, už kurio padedamas projektuojamas peršviečiamas daiktas (diapozityvas), ir projekcijos lęšio *L*. Kondensorius sukoncentruoja šviesą į projekcijos lęšį — objektyvą. Ekrane susidaro projektuojamo



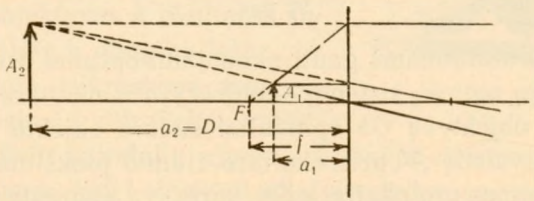
90 pav.

objekto padidintas ir apverstas atvaizdas *A*. Neperšviečiamų daiktų projekcijai gauti naudojama veidrodžių sistema šviesai į objektą nukreipti.

Dabartiniu metu plačiai naudojami *epidiaskopai* (90 pav.). Jais galime gauti diapozityvų (stiklų bei filmų) ir daiktų bei paveikslų iš knygų projekciją ekrane. Naujoviški epidiaskopai yra tiek šviesingi, kad nereikalingi jokio patalpų užtemdymo.

§ 29. MIKROSKOPAS

Mikroskopai esti *paprastieji* ir *sudėtingieji*. Paprastąjį mikroskopą sudaro glaudžiamasis (kartais sudėtas iš kelių) lęšis (91 pav.), kurio židinio nuotolis yra nedidelis (nuo 1 iki 10 cm). Stebint pro jį, objektas A_1 padedamas tokiame nuotolyje, kad



91 pav.

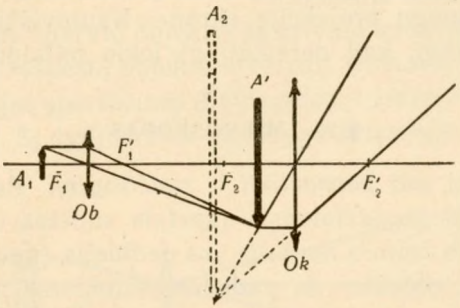
aiškiausio regėjimo (25 cm) nuo akies nuotolyje susidarytų menamas ir padidintas stebimojo objekto atvaizdas A_2. Nustatant paprastojo mikroskopo didinimą, svarbu surasti, kokiu kampu bus matomas objektas aiškiausio regėjimo nuotolyje plika akimi ir pro mikroskopą. Pirmuoju atveju $\operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{y_1}{D}$, o antruoju $\operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{y_2}{D}$, čia y_1 ir y_2 yra objekto ir jo atvaizdo ilgis, D — aiškiausio regėjimo nuotolis. Taigi didinimas $V = \frac{\operatorname{tg}\alpha_2}{\operatorname{tg}\alpha_1} = \frac{y_2}{y_1}$. Iš 91 pav. matyti, kad $\frac{y_2}{y_1} = \frac{a_2}{a_1}$. Iš lęšio formulės (16,8) išreiškę a_1 per a_2 ir f ir a_2 prilyginę, gausime paprastojo mikroskopo (didinamojo stiklo) didinimą

$$V = 1 + \frac{D}{f}, \qquad (29,1)$$

čia D yra aiškiausio regėjimo nuotolis, f — lęšio židinio nuotolis. Bet paprastai $f < D$, todėl $\frac{D}{f}$ yra žymiai didesnis už vienetą, taigi apytikriai:

$$V \approx \frac{D}{f}. \qquad (29,2)$$

Trumparegių akių D mažesnis už tolregių, todėl ir didinimas tuo atveju yra mažesnis.



92 pav.

Žymiems didinimams gauti naudojami optiniai prietaisai, sudėti iš dviejų optinių sistemų — objektyvo ir okuliaro (92 pav.). Praėję pro objektyvą *Ob* spinduliai sudaro objekto A_1 tikrą ir padidintą atvaizdą A' prie okuliaro židinio plokštumos. Šis atvaizdas stebimas pro okuliarą *Ok*, kuris yra paprastas mikroskopas. Taigi akys mato menamą ir tiesų atvaizdo A' atvaizdą A_2.

Apskritai, dviejų optinių sistemų (objektyvo ir okuliaro) didinimą taip galime išreikšti. Pažymėkime paties objekto A_1 ir jo atvaizdų A' bei A_2 dydį atatinkamai y_1, y' ir y_2, jų nuotolius nuo lęšių — a_1, a_2' ir a_1', a_2. Tada visos sistemos didinimas

$$V = \frac{y_2}{y_1} = \frac{y_2}{y'}\frac{y'}{y_1} = \frac{-a_2}{a_1'}\frac{a_2'}{a_1}. \qquad (29,3)$$

Okuliaro didinimas $\frac{-a_2}{a_1'} = \frac{D}{f_2} = V_2$. Prisiminę lęšio lygtį (16,8), objektyvo didinimą galime išreikšti dvejopai:

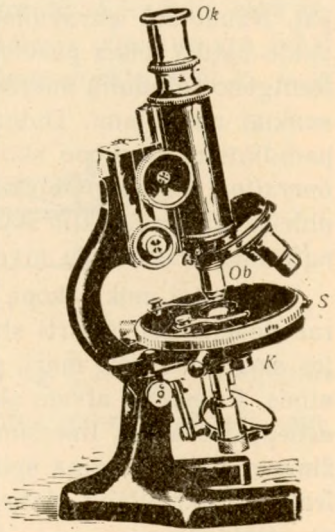
$$V_1 = \frac{f}{a_1 - f} = \frac{a_2 - f}{f}.$$

Tada visos sistemos didinimas

$$V = \frac{y_2}{y_1} = \frac{f_1}{a_1 - f_1}\frac{D}{f_2} = \frac{a_2' - f_1}{f_1}\frac{D}{f_2}. \qquad (29,4)$$

Sudėtingą mikroskopą sudaro objektyvas *Ob* ir okuliaras *Ok*, įtvirtinti tubuse, kurį palaiko stovas (93 pav.). Apatinėje stovo dalyje įtaisytas objekto staliukas *S* ir kondensorius *K* šviesos srautui surinkti ir nukreipti į objektą. Mikroskopo didinimą surandame iš formulės (29,4), laikydami $a_2' \gg f_1$, nes objektyvo židinio nuotolis yra trumpas, o tiriamasis objektas yra arti jo priešakinio židinio. Be to, a_2' apytikriai yra lygus tubuso ilgiui l. Taigi

$$V = \frac{lD}{f_1 f_2}. \qquad (29,5)$$



93 pav.

Kad panaikintų trūkumus, mikroskopo objektyvus ir okuliarus sudeda iš dviejų ir daugiau lęšių.

Griežtoje mikroskopų teorijoje atsižvelgiama į difrakcijos reiškinius. Apriboti spindulių pluoštai optinėje sistemoje užlenkiami ir interferuoja, todėl objekto taškai atvaizduojami ne kaip taškai, bet, spinduliams užsilenkus, kaip šviesūs ir tamsūs žiedai, kurie,

užsiklodami vienas ant kito, daro atvaizdą nebeaiškų. Kai taškai yra labai arti, tai atvaizde nebegalėsime jų išskirti. Optinio prietaiso skiriamąja galia laikome mažiausią nuotolį tarp artimų taškų, kuriuos atvaizde dar stebime atskirai. Šią sąlygą Relejus taip apibūdina:

skyrimo riba laikoma tokia padėtis, kai vieno taško difrakcinio atvaizdo tamsusis žiedas kerta gretimo šviesųjį skritulėlį.

Abė parodė, kad, šią sąlygą išlaikant, nuotolis tarp taškų

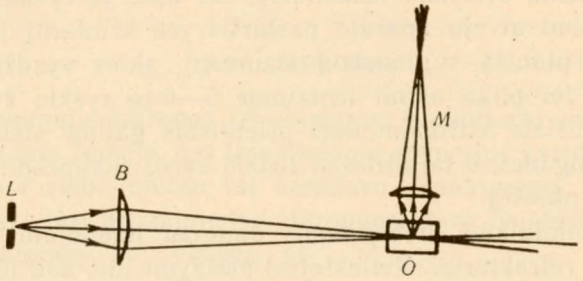
$$a = \frac{\lambda}{n \cdot \sin u}, \qquad (29,6)$$

čia u yra apertūrinis kampas, kuriuo matomas objektyvo radiusas iš objekto taško optinėje ašyje, n — aplinkos lūžimo rodiklis, λ — šviesos bangos ilgis. Dydį $n \cdot \sin u$ vadiname *skaitine objektyvo apertūra*; a galime sumažinti, taigi skiriamąją galią padidiname, arba nušviesdami objektą trumpesnių bangų šviesa, pvz., ultravioletiniais arba rentgeno spinduliais, arba didindami skaitinę apertūrą. Siekiant padidinti skiriamąją galią pirmuoju būdu, buvo padaryti kvarciniai ir rentgeno spindulių mikroskopai. Naudojant ultravioletinius spindulius objektams apšviesti, stiklo optiką reikia pakeisti brangia kvarco arba fluorito optika. Rentgeno spindulių mikroskopai yra labai sudėtingi ir praktiškai sunkiai naudojami. Didinant skaitinę apertūrą, taipgi galima padidinti mikroskopo skiriamąją galią. Šiuo tikslu naudojama *imersijos sistema.* Objektas ir objektyvas įmerkiami į skaidrų didelio lūžimo rodiklio skystį, pvz., kedro aliejų arba monobromo naftaliną. Pastaruoju atveju skaitinė apertūra siekia 1,6.

Paprastai, mikroskopą naudojame tiriamųjų objektų struktūrai stebėti. Bet išskirti struktūrą galime tik tada, kai difrakcijos skritulėliai yra maži, palyginti su pačios struktūros matmenimis. Priešingu atveju skritulėliai susilies, ir jokios struktūros nebepastebėsime. Imersinė sistema, pasižymėdama dideliu lūžimo rodikliu, mažina spindulių nukrypimą, taigi mažėja ir difrakcijos skritulėlių plotis, šiuo atveju galime išskirti smulkesnę struktūrą.

Kai norime labai smulkius objektus, pvz., bakterijas, koloidines daleles ir kt. tik pamatyti, bet ne jų struktūrą bei formą ištirti, naudojame *ultramikroskopą.* Stebimas daleles nušviečiame ne stačiai, bet iš šalies, kaip parodyta 94 pav. Šviesos šaltinio L

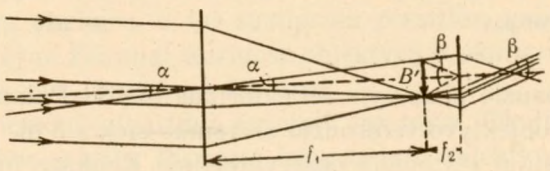
spinduliai nušviečia objektą *O*. Išbarstytus spindulius stebime mikroskopu *M*. Šiuo atveju paprastu mikroskopu nebepastebimos (apie 10^{-6} mm) dalelės spindi tamsiame dugne šviesiomis apskritomis žvaigždelėmis. Šios rūšies mikroskopus vadiname ultramikroskopais.



94 pav.

§ 30. ASTRONOMINIAI OPTINIAI PRIETAISAI

Dangaus šviesuoliams stebėti astronomijoje naudojamos lęšių arba veidrodžių optinės sistemos. Pirmojo tipo prietaisai vadinami *refraktoriais*, o antrojo — *reflektoriais*. Spindulių eiga refraktoriuje pavaizduota 95 pav., stebimasis objektas yra labai toli, todėl jis nepažymėtas. Pažymėkime objekto dydį y_1, o jo



95 pav.

atvaizdo — y_2. Šiuo atveju $\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}=\frac{y_1}{a_1}$, $\operatorname{tg}\frac{\beta}{2}=\frac{y_2}{-a_2}$. Regėjimo kampai α ir β yra maži, todėl tangentus galime pakeisti kampais; tada regėjimo kampo didinimas

$$v=\frac{\beta}{\alpha}=\frac{y_2}{y_1}\,\frac{a_1}{-a_2}.$$

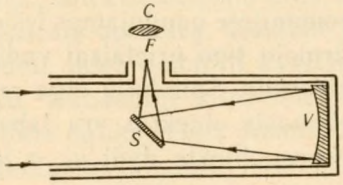
Pritaikykime lygties (29,4) dešinės pusės pirmąjį reiškimą; atmetę vardiklyje f_1 ($f_1 \ll a_1$) bei prilyginę $a_2=-D$, gausime:

$$v=\frac{f_1}{f_2}. \qquad (30,1)$$

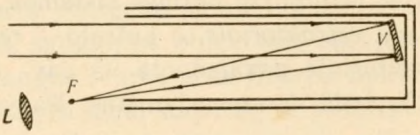
Taigi astronominis prietaisas tuo labiau didina, kuo objektyvo židinio nuotolis yra ilgesnis, o okuliaro trumpesnis. Šias išvadas galime pritaikyti, stebėdami Saulę, Mėnulį, planetas arba kurį Žemėje esantį objektą.

Tiriant žvaigždes, kalbama ne apie jų matmenų (jos vis vien pasilieka šviesiais taškeliais), bet apie jų ryškumo padidinimą. Šiuo atveju aparato paskirtis yra krintantį į jį platų spindulių pluoštą suglausti į siauresnį, akies vyzdžio pločio pluoštelį. Jei plika akimi tematome 5—6-to ryškio žvaigždes, tai didžiausiais astronominiais prietaisais galime stebėti 18-to ryškio žvaigždes, o tai atitinka 10 000 kartų sustiprėjusį šviesos spindulių pluoštą.

Astronominiams stebėjimams daugiau naudojami reflektoriai, negu refraktoriai. Reflektoriai pasižymi tuo, kad juose nėra chromatinės aberacijos ir jie neabsorbuoja ultravioletinių spindulių. Be to, pagaminti geros kokybės didelio skersmens veidrodžius yra lengviau, negu tokio pat skersmens lęšius. Dabartiniu



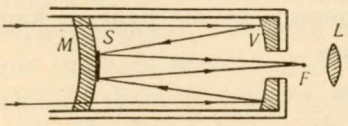
96 pav.



97 pav.

metu didžiausio pasaulyje reflektoriaus Mount Palomare observatorijoje objektyvo-veidrodžio skersmuo siekia 5 m. Tarybų Sąjungoje naujai statomoje observatorijoje Kaukaze bus reflektorius, kurio objektyvo veidrodžio skersmuo bus lygus 6 m.

96 pav. pavaizduoja Niutono, 97 pav. — Lomonosovo—Heršelio reflektorių schemas. Sferinei aberacijai pašalinti naudojami reflektoriuose elipsiniai ir hiperboliniai veidrodžiai.



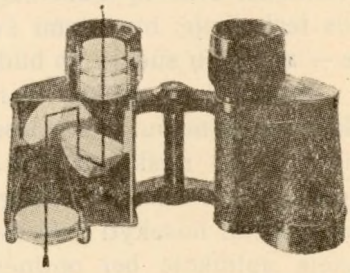
98 pav.

Labai geromis optinėmis ypatybėmis pasižymi mišrios optinės sistemos iš veidrodžių ir lęšių. Joje pavyksta pašalinti daugelį kenksmingų aberacijų. Labai gerų optinių ypatybių turi Maksutovo sistema (98 pav.),

kurią sudaro sferinis atspindžio veidrodis *V* ir sferinių paviršių išgaubtai įgaubtas lęšis (meniskas) *M*. Pastarojo aberacija iš dalies kompensuoja veidrodžio aberaciją, todėl tokios sistemos aberacijos yra labai nežymios. Meniskinės sistemos naudojamos gaminant ne tik astronominius, bet ir buitinius prietaisus, pvz., fotoobjektyvus, akinius — žiūronus ir kt.

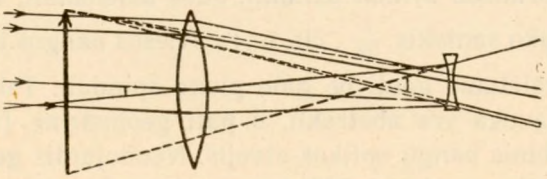
§ 31. ŽIŪRONAI

Astronominis žiūronas (iš objektyvo ir okuliaro) netinka stebėti daiktams Žemėje, nes jais matome apverstus vaizdus; astronominiuose stebėjimuose tai nesudaro nepatogumų. Šiam trūkumui pašalinti prizminiuose žiūronuose tarp objektyvo ir okuliaro įstatomos dvi visiško atspindėjimo prizmės (99 pav.); iš jų viena apverčia atvaizdą, o kita apgręžia spindulio kryptį, kurią pakeitė pirmoji. Be to, pirmoji prizmė pastumia spindulį į šalį. Paprastai, prizminiai žiūronai naudojami dvigubi (abiem akim), todėl, paslinkus į šalis spinduliams, padidėja nuotolis tarp objektyvų, ir pasidaro didesnis už nuotolį tarp okuliarų, o tai sustiprina plastiško vaizdo įspūdį. Tuo nepasižymi žiūronai, kuriuose objektyvų ir okuliarų nuotoliai yra vienodi, pvz., teatriniai žiūronai.



99 pav.

Kita priemonė atvaizdui apversti yra tokia. Okuliaras sudedamas iš dviejų lęšių. Pirmasis lęšis sudaro objektyvo sudaryto



100 pav.

tikro ir apversto atvaizdo tikrą ir dar kartą apverstą (taigi jau tiesų objekto atžvilgiu) atvaizdą. O pastarąjį stebime pro antrąjį okuliaro lęšį, kaip pro didinamąjį stiklą.

Teatriniuose žiuronuose okuliaras yra dvigubai įgaubtas lęšis, padėtas prieš objektyvo židinį (100 pav.). Taigi šiuose žiūronuose objekto tikro atvaizdo, praėjus spinduliams objektyvą, net nesusidaro; patekę į okuliarą spinduliai nukreipiami taip, kad, pratęsti atgal, sudaro menamą objekto atvaizdą. Šių žiūronų okuliaras nėra didinamasis stiklas. Tokių žiūronų regėjimo laukas nėra griežtai ribotas kaip žiūronuose, kurių okuliaras yra didinamasis stiklas. Pastaruosiuose įtvirtinama diafragma su apskrita anga, kuri aiškiai matoma lauke.

§ 32. GEOMETRINĖ OPTIKA — BANGŲ OPTIKOS RIBINIS ATVEJIS

Geometrinė optika išsprendžia labai paprastu būdu daug praktiškai svarbių klausimų. Naudojant jos dėsningumus šviesos technikoje, nustatomi šviesos pluoštų, o optinėje technikoje — atvaizdų sudarymo būdai.

Geometrinės optikos dėsningumai pagrįsti tiesinio spindulių sklidimo principu. Bet šviesos difrakcijos (§ 42) bei interferencijos (§ 34) reiškiniai aiškiai parodo, kad šviesa sklinda bangomis, ir, tik remiantis bangų teorijos dėsningumais, galima visai griežtai nusakyti šviesos sklidimą vienalytėje arba nevienalytėje aplinkoje bei optinėse sistemose. Geometrinės optikos dėsningumai griežčiau tinka tik tada, kai šviesos bangos ilgis yra labai mažas, palyginti su sistemos dydžiu, nes tik tada galima sakyti, kad šviesa sklinda tiesėmis — spinduliais. Jau patį spindulį sudarydami, patiriame geometrinės optikos ribotumą. Norint gauti kuo plonesnį šviesos spindulį, reikia mažinti jį sudarančios diafragmos angos plotį. Tačiau labai sumažinus angos skersmenį D, formuojamas spindulys vėl pradeda platėti, nes spinduliai pradeda žymiai užlinkti. Juos užlenkiant, nukrypimo kampą nusako santykis $\frac{\lambda}{D}$, čia λ yra šviesos bangos ilgis. Ir tik kai $\lambda=0$, galėtume gauti be galo ploną spindulį. Taigi šviesos spindulio sąvoka yra abstrakti, o pati geometrinė (spindulių) optika — ribinis bangų optikos atvejis. Naudojantis geometrinės optikos dėsningumais praktikoje, visada reikia atsiminti, kad šviesa sklinda bangomis ir kad visuose reiškiniuose susiduriame su stipresniu arba silpnesniu šviesos spindulių užlenkimu.

Uždaviniai

1. Kaip pasikeis fotoaparato židinio nuotolis, jei į aparatą įdėsime stačiai optinei ašiai storio $d=6$ mm ir lūžimo rodiklio $n=1{,}5$ stiklo plokštelę?

2. Sudėtingo mikroskopo objektyvo židinio nuotolis $f_1=1$ cm, o jo okuliaro $f_2=3$ cm. Nuotolis tarp objektyvo ir okuliaro $l=20$ cm. Kaip toli reikia padėti objektą nuo objektyvo, kad galinis atvaizdas susidarytų aiškiausio regėjimo nuotolyje $D=25$ cm, koks bus tuomet didinimas?

VI SKYRIUS

ŠVIESOS INTERFERENCIJA

§ 33. ŠVIESOS BANGŲ KOHERENTIŠKUMAS

Patirtis rodo, kad dviejų arba daugiau šviesos spindulių pluoštų sukeliamas apšviestumas, paprastai, yra lygus atskirų spindulių pluoštų sukeltų apšviestumų sumai. Bet šviesa yra elektromagnetinės bangos. Todėl tokia patirtis prieštarauja bangų sudėties rezultatui (I dal. § 54), nes, sudedant bangas, tik retkarčiais atstojamosios bangos amplitudė yra lygi sudedamųjų bangų amplitudžių sumai. Ir tikrai, sudėję bangas, išreiškiamas lygtimis

$$S_1 = A_1 \cdot \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \qquad (33,1)$$

ir

$$S_2 = A_2 \cdot \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x-l}{\lambda}\right)\right],$$

gausime (I dal. § 57)

$$S = A \cdot \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x-L}{\lambda}\right)\right], \qquad (33,2)$$

kur L yra atstojamosios bangos eigos skirtumas, o A — amplitudė. Atstojamosios bangos amplitudė A taip išreiškiama:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cdot \cos 2\pi \frac{l}{\lambda}, \qquad (33,3)$$

čia A_1 ir A_2 yra sudedamųjų bangų amplitudės, $\varphi = 2\pi\frac{l}{\lambda}$ — jų fazių skirtumas. Taigi atstojamosios bangos amplitudės kvadratas (A^2), o tuo pačiu ir šviesos stiprumas I, nes $I \sim A^2$, priklauso nuo sudedamųjų bangų fazių skirtumo φ. Ir tik kai $\varphi = 0$ arba 2π, taigi $l = 0$; $\pm m\lambda$, čia m yra sveikasis skaičius, $A = A_1 + A_2$;

tokių dviejų bangų atstojamoji amplitudė bus lygi dedamųjų bangų amplitudžių sumai. Kai $\varphi=\pi$, taigi kai $l=\pm\left(m+\frac{1}{2}\right)\lambda$, $A=A_1-A_2$; šiuo atveju atstojamoji amplitudė yra lygi dedamųjų amplitudžių skirtumui. Pirmuoju atveju kalbame apie bangų *sudėtį (superpoziciją)*, antruoju — apie jų *interferenciją*.

Dedamųjų bangų fazių skirtumas pasilieka visą laiką pastovus tik tada, kai turime bangos nenutrūkstamus harmoningus svyravimus; tokias bangas vadiname *koherentinėmis*. Tačiau, paprastai, susiduriame su nutrūkstamais svyravimais. Tais atvejais dedamųjų bangų fazių skirtumas kinta, tada keičiasi atstojamosios bangos amplitudė A, taigi kinta ir šviesos stiprumas $I\sim A^2$. Šiuo atveju stebime tam tikrą vidutinį laiko atžvilgiu šviesos stiprumą $\overline{I}\sim\overline{A^2}$. Atstojamosios bangos vidutinė amplitudės kvadrato reikšmė per laiką t

$$\overline{A^2}=\frac{1}{t}\int_0^t A^2\cdot dt=\frac{1}{t}\int_0^t\left(A_1^2+A_2^2+2A_1A_2\cdot\cos\varphi\right)dt=$$

$$=A_1^2+A_2^2+2A_1A_2\frac{1}{t}\int_0^t\cos\varphi\cdot dt.$$

Jei per laiką t φ nepakinta, $\varphi=const$, tai

$$\frac{1}{t}\int_0^t\cos\varphi\cdot dt=\cos\varphi.$$

Tada

$$\overline{A^2}=A_1^2+A_2^2+2A_1A_2\cdot\cos\varphi. \qquad (33,3a)$$

Taigi, turint koherentines bangas, vidutinė $\overline{A^2}$ reikšmė priklauso nuo dedamųjų bangų fazių skirtumo ir kinta tarp $A_1^2+A_2^2$ ir $A_1^2-A_2^2$. Kai bangos nekoherentinės, φ kinta tarp 0 ir 2π visai atsitiktinai (chaotiškai); tada

$$\frac{1}{t}\int_0^t\cos\varphi\cdot dt\to 0.$$

Šiuo atveju $\overline{A_1^2}$ reikšmė visą laiką lygi:

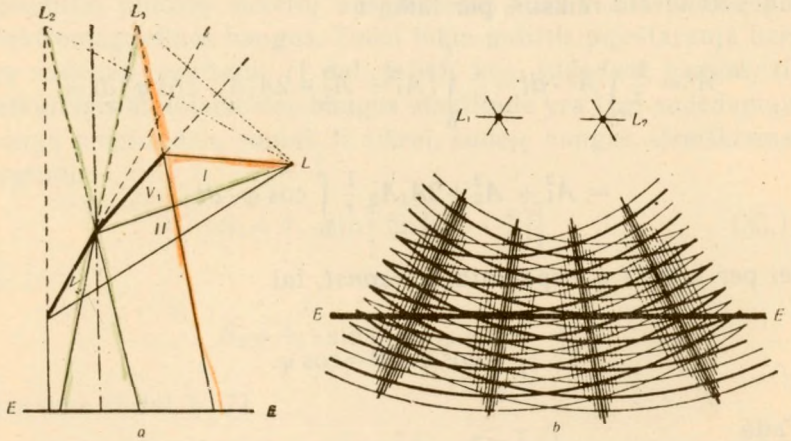
$$\overline{A^2}=A_1^2+A_2^2. \qquad (33,4)$$

Ir $\overline{I}$ reikšmė:

$$\overline{I}=I_1+I_2. \qquad (33,5)$$

Vadinasi, tik sudėtų dviejų koherentinių bangų atstojamasis šviesos stiprumas priklauso nuo jų fazių skirtumo. Taigi, tiriant šviesos interferencijos reiškinius, reikia turėti koherentinius šviesos pluoštus. Tyrimas rodo, kad dviejų atskirų šviesos šaltinių bei to paties šaltinio dviejų atskirų sričių spinduliuojami šviesos pluoštai neinterferuoja, taigi jie nėra koherentiniai. Vadinasi, jie nėra monochromatiniai, nes dvi griežtai monochromatinės (vienodo ilgio) bangos yra koherentinės.

Dviejų atskirų šviesos šaltinių spinduliuojamoji šviesa nėra monochromatinė dėl paties spinduliavimo proceso pobūdžio. Švie-

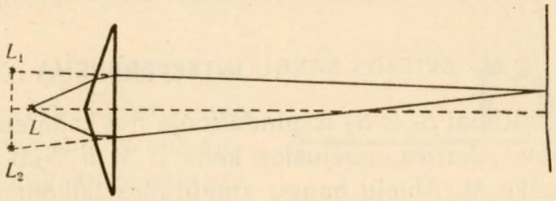


101 pav.

są spinduliuoja atskiri atomai. Atomo spinduliavimas trunka trumpai (apie 10^{-8} s) ir nutrūksta todėl, kad išspinduliuojamas visas energijos perteklius. O kartais atomas nustoja spinduliavęs, kai susiduria su kaimyniniais atomais. Vėliau jis vėl gali spinduliuoti, tačiau naujai išspinduliuoto bangų šuoro fazė bus jau skirtinga. Dviejų atskirų atomų spinduliuojamų bangų šuorų fazės skirtumas visą laiką keičiasi. Taigi dviejų atskirų atomų spinduliavimas nėra koherentinis, ir, juos sudėję, interferencijos negausime.

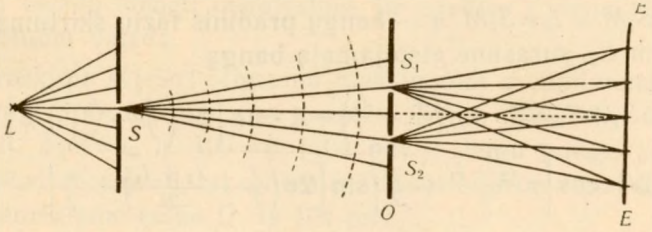
Bet Frenelis parodė, kad bangų koherentiškumo galime pasiekti, padaliję atspindžio arba laužimo būdu vieno arba arti-

mų sąveikojančių atomų išspinduliuotą šviesos srautą į atskirus du srautus. Jis išskaidė šviesos šaltinio L nedidelio paviršiaus išspinduliuotą spindulių pluoštą į du koherentinius, nukreipęs jį į du, sudėtus dideliu (arti 180°) kampu veidrodžius (101 pav., *a*). Spinduliai (I) ir (II), atsispindėję nuo veidrodžių V_1 ir V_2, tartum eitų iš šviesos šaltinio L dviejų menamų atvaizdų L_1 ir L_2 ir, praėję nevienodo ilgio kelią, vėl susitinka. Į įvairius ekrano E taškus jie ateina nevienodose fazėse; fazių skirtumas priklauso nuo spindulių nueitų kelių skirtumo. Todėl įvairių



102 pav.

ekrano vietų apšviestumas bus nevienodas (101 pav., *b*). Be veidrodžių, Frenelis naudojo ir biprizmę, kurią sudaro dvi mažo laužiamojo kampo pagrindais sudėtos prizmės (102 pav.). Biprizmė sudaro du šviesos šaltinio L menamuosius atvaizdus L_1



103 pav.

ir L_2, iš kurių sklinda koherentinės bangos. Bijė vieton biprizmės naudojo bilęšį — perpiautą į dvi kiek praskirtas dalis lęšį. Jungo būdas dviem koherentiniams spinduliams gauti remiasi šviesos difrakcijos reiškiniu. Jo prietaise šviesos šaltinis L stipriai apšviečia plyšį S (103 pav.); sklindanti iš jo šviesos banga pasiekia ekraną O su dviem siaurais plyšeliais S_1 ir S_2, kuriuos nušviečia skirtingos tos pačios bangos paviršiaus dalys. Praėjusi juos, šviesa difraguoja, ir spinduliai, susitikę ekrane E, interferuoja kaip ir kituose prietaisuose.

Koherentinės bangos gali interferuoti tik tuomet, kai jos svyruoja ta pačia kryptimi. Šviesos bangos yra skersinės, taigi jos svyruoja bet kuria, statmena bangos sklidimo krypčiai, linkme. Taigi interferencijai gauti reikia, kad koherentinės bangos būtų poliarizuotos (svyruotų) vienoje plokštumoje. Nepoliarizuotoje šviesoje atskirų bangų šuorų svyravimai yra įvairiose plokštumose; tačiau ir šiuo atveju turime interferenciją. Tai paaiškinama tuo, kad, anksčiau minėtais būdais skirstant spindulius į dvi dalis, išlaikomas abiejų spindulių dalių ne tik pastovus fazių skirtumas, bet ir ta pati svyravimų linkmė.

§ 34. ŠVIESOS BANGŲ INTERFERENCIJA

Šviesos šaltiniai S_1 ir S_2 išspinduliuoja dvi koherentines bangas (104 pav.), kurios, nuėjusios kelią S_1M ir S_2M, susitinka ekrano E taške M. Abiejų bangų amplitudės laikomos vienodomis. Taške M bangos bus išreiškiamos tokiomis lygtimis:

$$S_1 = A \cdot \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l_1}{\lambda}\right) \qquad (34,1)$$

ir

$$S_2 = A \cdot \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l_2}{\lambda}\right) + \varphi\right],$$

čia $l_1 = S_1M$ ir $l_2 = S_2M$, φ — bangų pradinis fazių skirtumas. Sudėję S_1 ir S_2, surasime atstojamąją bangą

$$S = S_1 + S_2 = A \cdot \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{l_1}{\lambda}\right) + A \cdot \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l_2}{\lambda}\right) + \varphi\right] =$$

$$= 2A \cdot \cos\left[\pi\frac{l_2 - l_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2}\right] \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l_2 + l_1}{2\lambda}\right) + \frac{\varphi}{2}\right]. \qquad (34,2)$$

Taigi atstojamosios bangos amplitudė taške M yra lygi

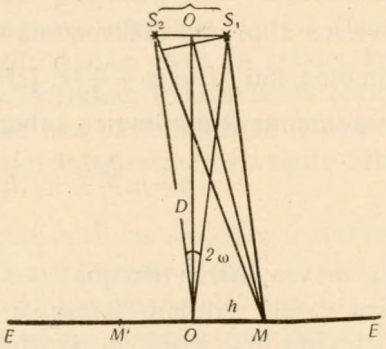
$$2A \cdot \cos\left[\pi\frac{l_2 - l_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2}\right], \qquad (34,3)$$

o jos šviesos stiprumas proporcingas

$$4A^2 \cdot \cos^2\left[\pi\frac{l_2 - l_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2}\right]. \qquad (34,4)$$

Pradinis bangų fazių skirtumas φ yra pastovus, todėl šviesos stiprumas priklauso tik nuo jų eigos skirtumo $l_2 - l_1 = \Delta l$, dėl

kurio susidaro papildomas fazių skirtumas $\Delta\varphi = 2\pi\frac{\Delta l}{\lambda}$. Kai $\varphi = 0$, šviesos stiprumas bus didžiausias ir lygus $4A^2$, jei bangų eigos skirtumas Δl bus kartotinis sveikajam bangų skaičiui, taigi kai $\Delta l = m\lambda$; čia m yra sveikasis skaičius, nusakantis interferencijos eilę; $m = 0, 1, 2, 3, \ldots$ Kai $\Delta l = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$, atstojamosios šviesos stiprumas bus mažiausias arba lygus nuliui.



104 pav.

Vienodos amplitudės, taigi ir vienodo šviesos stiprumo taškų visuma sudaro sukimosi hiperboloidą, kurio ašis yra S_1S_2 ir kuris tenkina sąlygą $\frac{l_2 - l_1}{\lambda} = const$. Vidurinė plokštuma OO yra didžiausio šviesos stiprumo paviršius. Kai $\varphi \neq 0$, interferencinis vaizdas nepakitęs paslinks taškų S_1 ir S_2 atžvilgiu.

Turint nekoherentines bangas, kiekvieną φ reikšmę atitiks savas interferencinis vaizdas. Jei φ keisis pakankamai greitai, atskirų vaizdų stebėti negalėsime, jie susilies į vieną vidutinio apšviestumo vaizdą.

Suraskime šviesos stiprumo maksimumų ir minimumų pasiskirstymą interferenciniame vaizde. Tegu $S_1S_2 = 2l$, $OO = D$, $S_1M = l_1$, $S_2M = l_2$ ir $MO = h$ (104 pav.). Jeigu bangų pradinis fazių skirtumas $\varphi = 0$, tai centrinis šviesos stiprumo maksimumas bus viduriniame taške O. Iš 104 pav.

$$l_2^2 = D^2 + (h + l)^2,$$

$$l_1^2 = D^2 + (h - l)^2,$$

taigi

$$l_2^2 - l_1^2 = (l_2 + l_1)(l_2 - l_1) = 4hl.$$

Iš čia bangų eigos skirtumas taške M

$$l_2 - l_1 = \Delta l = \frac{4hl}{l_1 + l_2}. \qquad (34,5)$$

Δl yra labai mažas palyginti su l_1 ir l_2. Be to, $2l \ll D$, todėl galime laikyti $l_1 + l_2 \approx 2D$. Tada

$$\Delta l = h\frac{2l}{D}. \qquad (34,6)$$

Šviesos stiprumo maksimumą turėsime tada, kai $\Delta l = m\lambda$, o minimumą, kai $\Delta l = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$. Įstatę šias Δl reikšmes į lygtį (34,6), maksimumų ir minimumų sąlygą galėsime taip išreikšti:

$$h = m\frac{D}{2l}\lambda \text{ ir } h = \left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{D}{2l}\lambda, \qquad (34,7)$$

čia m yra interferencijos eilės skaičius, $m = 0, 1, 2 \ldots$ Nuotolį tarp dviejų gretimų šviesių arba tamsių interferencijos juostų vadiname *interferencijos juostos pločiu.* Pažymėkime jį b; tuomet

$$b = \frac{D}{2l}\lambda. \qquad (34,8)$$

Interferencijos juostos platėja, bangai ilgėjant ir nuotoliui tarp koherentinių šviesos šaltinių mažėjant. Juostos plotį galime ir taip išreikšti. Nustatomą interferencijos apertūros spindulių praskėtimo kampą pažymėkime 2ω (104 pav.). Jis yra nedidelis, todėl

$$2l = 2\omega D$$

ir

$$b = \frac{\lambda}{2\omega}. \qquad (34,9)$$

Kampinis interferencijos juostos plotis, nusakantis kampinį nuotolį tarp dviejų gretimų šviesių arba tamsių juostų,

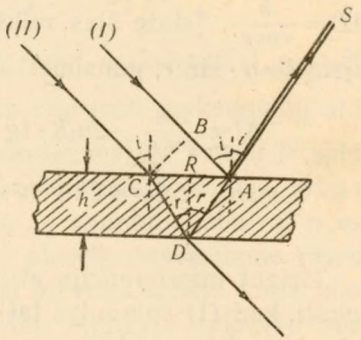
$$\beta = \frac{b}{D} = \frac{\lambda}{2l}. \qquad (34,10)$$

Jis yra tuo didesnis, kuo mažesnis nuotolis $2l$ tarp šviesos šaltinių. Išmatavę b, D ir l, galime surasti šviesos bangos ilgį. Naudojantis interferencija pirmą kartą buvo išmatuotas regimosios šviesos bangos ilgis: kraštinių raudonųjų spindulių $\lambda_r = 0{,}8$ μ, o kraštinių violetinių $\lambda_v = 0{,}4$ μ.

§ 35. PLONŲ PLĖVELIŲ SPALVOS

Kai šviesos šaltinio matmenys yra žymiai mažesni už interferuojančios šviesos bangos ilgį, interferencijos juostos esti ypač ryškios. Tada eigos skirtumas nuo bet kurio šaltinio taško iki bet kurio interferencinio lauko taško pasilieka pastovus, ir interferencijos juostos stebimos bet kuriame nuotolyje. Turint didesnių matmenų šviesos šaltinį, visada galima rasti du taškus, kurių spinduliuojama šviesa yra koherentinė; ir kiekvienos tokios taškų poros interferencijos juostos bus pasistūmusios ir užklos kaimynines. Todėl turėsime neaiškų interferencijos vaizdą arba jo visai negausime.

Bet kartais aiškus interferencijos vaizdas susidaro ir nušviečiant didelių šaltinių šviesą, pvz., apšvietus dienos išbarstyta šviesa muilo tirpalo, alyvos arba žibalo plonas plėveles. Šie interferencijos reiškiniai vadinami *plonų plėvelių spalvomis*. Jie susidaro, atsispindėjus šviesai nuo priešakinės ir užpakalinės plėvelės sienelės. Tegu lygiagrečių spindulių pluoštas krinta į storio h visiškai lygiagrečių sienelių plėvelę (105 pav.). Spindulių kritimo kampas yra i, lūžimo — r. Išskirkime iš to pluošto du gretimus (I) ir (II) spindulius. Pirmasis (I) krinta taške A ir, iš dalies atsispindėjęs, sklinda kryptimi AS. Antrasis (II), kritęs taške C, taipgi iš dalies atsispindi, o iš dalies lūžęs, įeina į plėvelę ir pasiekia taške D apatinę plėvelės sienelę, kur iš dalies atsispindi nuo jos, iš dalies vėl lūžęs išeina iš plėvelės jau kitoje pusėje. Atsispindėjusi taške D spindulio dalis pasiekia viršutinę plėvelės sienelę taške A, iš dalies lūžusi, išeina iš plėvelės ir nusklinda ta pačia linkme, kaip ir (I) spindulio dalis. Šios abi (I) ir (II) spindulių dalys, būdamos koherentinės, interferuoja. Eigos skirtumą nusako jų nueitų optinių kelių skirtumas Δl.



105 pav.

Optinio kelio ilgį išreiškia geometrinio kelio ilgio ir aplinkos lūžimo rodiklio sandauga. Jeigu vakuume šviesos bangos greitis yra c ir jos ilgis λ_0, tai lūžimo rodiklio n aplinkoje jos greitis

$u=\frac{c}{n}$, o bangos ilgis $\lambda=\frac{\lambda_0}{n}$. Todėl vienai bangai nuėjus kelią l_1 lūžimo rodiklio n_1 aplinkoje, o antrai — kelią l_2 lūžimo rodiklio n_2 aplinkoje, susidaro tarp jų fazių skirtumas

$$\Delta\varphi=2\pi\left(\frac{l_2}{\lambda_2}-\frac{l_1}{\lambda_1}\right)=2\pi\,\frac{n_2l_2-n_1l_1}{\lambda_0}.$$

Jeigu $n_2l_2=n_1l_1$, tai $\Delta\varphi=0$. Tada l_2 ir l_1 keliai optiniu atžvilgiu yra tapatingi: juos nuėjus, fazės nesiskiria. Tokie keliai yra tautochroniniai, t. y. lygiaverčiai laiko atžvilgiu; nors jų geometrinis ilgis skirtingas, tačiau šviesos banga juos nueina vienodu laiku.

Abiejų spindulių eigos skirtumas taip išreiškiamas. Pažymėkime plėvelės medžiagos lūžimo rodiklį n, o jos aplinkos n_1 (jei plėvelė yra ore $n_1\approx1$). Tada

$$\Delta l=n\cdot 2AD-n_1\cdot AB \qquad (35,1)$$

Bet $AB=AC\cdot\sin i=2AR\cdot\sin i=2h\cdot\operatorname{tg}r\cdot\sin i$, nes $DR=h$, o $AD=\frac{h}{\cos r}$. Įstatę šias reikšmes į (35,1) ir prisimindami, kad $n_1\sin i=n\cdot\sin r$, gausime:

$$\Delta l=\frac{2nh}{\cos r}-2n_1h\cdot\operatorname{tg}r\cdot\sin i=\frac{2nh}{\cos r}(1-\sin^2r)=$$

$$=2nh\cdot\cos r=2h\sqrt{n^2-n^2\cdot\sin^2r}=2h\sqrt{n^2-\sin^2i}. \qquad (35,2)$$

Tiriant interferenciją atsispindėjusioje šviesoje, reikia nepamiršti, kad (I) spindulys taške A atsispindi nuo optiškai tankesnės, t. y. didesnio lūžimo rodiklio aplinkos, o (II) taške D nuo optiškai retesnės, t. y. mažesnio lūžimo rodiklio aplinkos. Šviesos elektromagnetinei bangai atsispindint nuo optiškai tankesnės aplinkos, jos elektrinio vektoriaus **E** fazė pakinta dydžiu π, o tai tolygu eigos skirtumo pakitimui puse bangos $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$. Atsispindint nuo optiškai retesnės aplinkos, **E** fazė nepakinta (§ 40). Šviesos vektoriumi laikome vektorių **E**. Taigi atsispindėjusioje šviesoje (I) ir (II) spindulių eigos skirtumas

$$\Delta l=2h\sqrt{n^2-\sin^2i}+\frac{\lambda}{2}.$$

Atsispindėjusi šviesa bus stipriausia tada, kai

$$2h\sqrt{n^2-\sin^2 i}+\frac{\lambda}{2}=m\lambda,$$

taigi, kai

$$2h\sqrt{n^2-\sin^2 i}=\left(m-\frac{1}{2}\right)\lambda, \qquad (35,3)$$

o silpniausia, kai

$$2h\sqrt{n^2-\sin^2 i}+\frac{\lambda}{2}=\left(m+\frac{1}{2}\right)\lambda,$$

taigi, kai

$$2h\sqrt{n^2-\sin^2 i}=m\lambda, \qquad (35,4)$$

čia m yra interferencijos eilės skaičius.

Pereinamoji šviesa yra stipriausia tada, kai

$$2h\sqrt{n^2-sin^2 i}=m\lambda, \qquad (35,5)$$

ir silpniausia, kai

$$2h\sqrt{n^2-\sin^2 i}=\left(m+\frac{1}{2}\right)\lambda. \qquad (35,6)$$

Taigi pereinamosios šviesos stiprumo maksimumai pasistūmę dydžiu $\frac{\lambda}{2}$ atsispindėjusios šviesos stiprumo maksimumų atžvilgiu. Jei nušviestume plėvelę monochromatine šviesa ir spinduliai būtų lygiagretūs, esant stipriausiai atsispindėjusiai arba pereinamajai šviesai, plėvelė įgautų tų spindulių spalvą, o esant silpniausiai — ji būtų tamsi. Kai plėvelę nušviečiame nemonochromatine (natūralia) šviesa, tai plėvelės spalva kinta nuo to, kokio bangos ilgio spinduliams bus išlaikyta aukščiau minėta didžiausio šviesos stiprumo sąlyga. Keičiant spindulių kritimo kampą i, keisis ir plėvelės spalva.

Šiuo tyrimu interferencijos vaizdą gauname, naudodami didesnio šviečiamojo paviršiaus šaltinį. Paprastai, atsispindėjusių spindulių kelyje pastatome lęšį tokioje vietoje, kad ekrane gautume plėvelės paviršiaus atvaizdą. Tada kiekvienas plėvelės paviršiaus plotelis bus atvaizduojamas ekrane, surenkant lęšiu platų spindulių pluoštą. Jo atskiras dalis sudaro atskirų šaltinio sričių spinduliuojami ir atsispindėję toje pačioje plėvelės vietoje spinduliai. Todėl šiuo atveju visiems spinduliams h yra toks pat.

Be abejo, esant didelei apertūrai, smarkiai kinta spindulių kritimo kampas i; Tada labai kitėtų ir $2h\sqrt{n^2-\sin^2 i}$, ir interferencijos nebegalėtume stebėti. Bet, paprastai, šviesos šaltinis esti toli nuo plėvelės, ir kritimo kampas kinta nežymiai. Taip stebėdami plėvelės paviršiuje matysime tamsias ir šviesias juostas, nušvietę plėvelę monochromatine šviesa, arba spalvotas juostas, nušvietę ją natūralia šviesa. Šviesos maksimumų ir minimumų juostos eina per taškus, atitinkančius vienodą storį h; todėl jas vadiname *vienodo storio juostomis*. Jos lokalizuotos plėvelės paviršiuje. Tokias juostas galime stebėti stačiame vieliniame rėmelyje ištemptoje muilo skiedinio plėvelėje. Keičiantis plėvelės storiui, kinta ir juostų plotis.

Jeigu nušviesime visai vienodo storio h plėvelę monochromatiniais spinduliais, krintančiais skirtingais kampais i, pvz., susiglaudžiančiu spindulių pluoštu, tai kiekvieną i atitiks tam tikras eigos skirtumas. Ir visų vienodai palinkusių spindulių fazės skirsis vienodai. Šiuo atveju interferencijos juostos linkmė atitiks spindulių vienodą palinkimą. Tokias interferencijos juostas vadiname *vienodo polinkio juostomis*.

Iš 105 pav. matyti, kad, atsispindėję nuo plėvelės viršutinės ir apatinės sienelės, spinduliai eina lygiagrečiai. Todėl interferencijos juostos bus lokalizuotos begalybėje. Jas galėsime stebėti, pastatę spindulių kelyje lęšį; ir padėję jo židinyje ekraną, pastarajame gausime vienodo polinkio žiedus. Interferencijos vaizdą galėsime matyti ir visai neakomoduota akimi.

36. NEMONOCHROMATINIŲ SPINDULIŲ INTERFERENCIJA

Interferuojant nemonochromatiniams spinduliams, gauname sudėtingą vaizdą, sudarytą iš daugelio maksimumų bei minimumų, atitinkančių skirtingus λ. Pagal lygtį (34,7)

$$h=m\frac{D}{2l}\lambda$$

kiekviename ekrano taške (h) turėsime bet kurio ilgio λ bangos tos ar kitos eilės maksimumus, taigi ekrano visos vietos bus stipriau arba silpniau apšviestos.

Kad galėtume visgi stebėti interferencijos vaizdą, reikalinga, kad bangų ilgių tarpas būtų ribotas, sakykime, bangų ilgiai

kitės tarp λ ir $\lambda+\Delta\lambda$. Interferencijos nebegalėsime pastebėti, jei $\lambda+\Delta\lambda$ ilgio bangos m-tos eilės maksimumas užsiklos ant λ ilgio bangos $m+1$ eilės maksimumo. Taigi interferencijos juostų nebematysime, kai

$$(m+1)\lambda=m(\lambda+\Delta\lambda), \qquad (36,1)$$

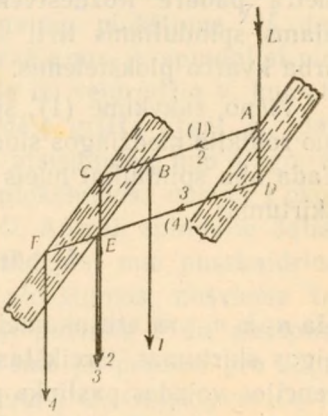
iš čia

$$\Delta\lambda=\frac{\lambda}{m}. \qquad (36,2)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad didesnės eilės interferencijai stebėti reikalinga monochromatiškesnė šviesa. Natūralios regimosios šviesos interferenciją galime stebėti tik labai plonose (mikronų eilės) plėvelėse.

§ 37. INTERFEROMETRAI

Prietaisai, skirti šviesos interferencijai stebėti ir tirti, vadinami *interferometrais*. Juos pagal veikimą galima suskirstyti į 2 grupes. Vienuose šviesos spindulys išskaidomas į 2 koherentinius spindulius, kurie praeina skirtingo ilgio kelius ir sudėti interferuoja. Šiai grupei priklauso Žameno, Maikelsono, Liniko ir kt. interferometrai. Kitos grupės interferometruose šviesos spindulys išskaidomas į daug atskirų koherentinių spindulių. Šią interferometrų grupę sudaro Liumerio—Gerkio interferometras, Fabri—Pero etalonas ir kt.



106 pav.

1. *Žameno interferometras.* Žameno interferometrą sudaro dvi vienodo storio ir lygiagrečių sienelių stiklo plokštelės (106 pav.), padėtos lygiagrečiai viena su kita arba pakreiptos nedideliu kampu. Kritęs į pirmąją plokštelę, spindulys L susiskaido į du, iš dalies atsispindėjęs nuo priešakinės sienelės taške A, nuo užpakalinės sienelės taške D. Tarp plokštelių sklinda jau spinduliai (1) ir (4), kurie, kritę į antrąją plokštelę, vėl susiskaido

kiekvienas į du spindulius taip, kad jų dalys 2 ir 3 sklinda kartu. Pastarųjų spindulių eigos skirtumas (35,2)

$$\Delta l = 2nh(\cos r_1 - \cos r_2). \qquad (37,1)$$

Jei $r_1 = r_2$, tai $\Delta l = 0$. Paprastai, lūžimo kampai r_1 ir r_2 labai mažai tesiskiria, todėl juos galime prilyginti vidutiniam dydžiui r; be to, $r_1 - r_2$ pažymėkime Δr. Tuomet

$$\Delta l \approx 2nh \cdot \sin r \cdot \Delta r. \qquad (37,2)$$

Apšvietę plokštelę monochromatinių lygiagrečių spindulių pluoštu, priklausomai nuo Δl dydžio, matysime stipriau arba silpniau apšviestą kitą plokštelę; apšvietus natūralia (nemonochromatine) šviesa, plokštelė įgyja atitinkamą spalvą. Jei apšviesime prasiskečiančiu spindulių pluoštu, matysime vienodo polinkio interferencijos juostų sistemą.

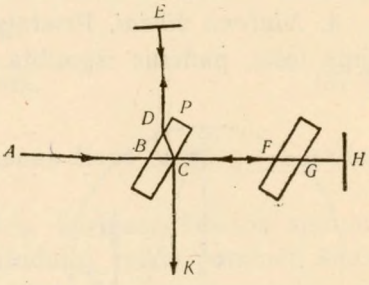
Žameno interferometre storo stiklo plokštelė kartais pakeičiama dviem plonom metalinių paviršių plokštelėm. Jos pastatomos storosios plokštelės priešakinės ir užpakalinės sienelės vietoje. Priešakinė plokštelė padengiama pusskaidriu, o užpakalinė — storu, gerai šviesą atspindinčiu metaliniu sluoksniu. Šiuo būdu stiklo sluoksnį pakeičiame oro sluoksniu. Tokį interferometrą padarė Rožděstvenskis. Interferometruose ultravioletiniams spinduliams tirti stiklo plokštelės pakeičiamos fluorito arba kvarco plokštelėmis.

Vieno, sakykime (1), spindulio kelyje įterpkime kitokio lūžimo rodiklio medžiagos sluoksnį, pvz., ilgio l vamzdį su dujomis. Tada abu spinduliai nueis nevienodus optinius kelius. Šių kelių skirtumas

$$\Delta l = n_2 l - n_1 l = (n_2 - n_1) l, \qquad (37,3)$$

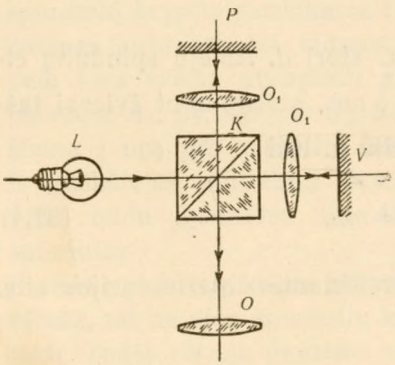
čia n_1 ir n_2 yra atitinkamai oro ir dujų lūžimo rodikliai. Tegu šis eigos skirtumas, išreikštas bangos ilgiu, yra $m\lambda$. Tada interferencijos vaizdas paslinks per m juostų. Iš vaizdo poslinkio galime surasti m, o jį žinodami, galėsime išskaičiuoti lūžimo rodiklio pakitimą, įterpus kitokios medžiagos sluoksnį arba pakeitus temperatūrą, slėgimą ir pan. Taigi Žameno interferometrą galime naudoti mažiems medžiagos lūžimo rodiklio pakitimams matuoti. Todėl jį kartais vadina *interferenciniu refraktometru.*

2. *Maikelsono interferometras.* Maikelsono interferometro schema pavaizduota 107 pav. Šviesos spindulys *AB*, pakeliui sutikęs pusskaidrią veidrodinę plokštelę *P*, iš dalies atsispindi taške *C*, o iš dalies pereina kiaurai. Pirmoji spindulio dalis, pasiekusi veidrodį *E*, atsispindi ir sklinda keliu *EDCK*; antroji, praėjusi pro lygiai tokią pat antrą plokštelę ir sutikusi pakeliui veidrodį *H*, atsispindi ir nusklinda keliu *HCK*. Jei abiejų veidrodžių *E* ir *H* nuotoliai nuo plokštelės *P* bus skirtingi, tai spinduliai, susitikę taške *C*, interferuoja, ir pro žiūroną *K* matysime šviesias ir tamsias interferencijos juostas. Tokiu interferometru Maikelsonas ir Morlejus bandė nustatyti šviesos sklidimo greičio skirtumą, sklindant jai išilgai Žemės skriejimo ir statmenai jos skriejimo kryptčiai (§ 81).



107 pav.

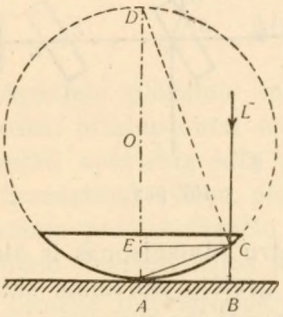
3. *Liniko mikrointerferometras.* Liniko mikrointerferometras skiriamas paviršių kokybei patikrinti. Jo schema pavaizduota 108 pav. Elektrinės lemputės *L* spinduliuojamoji šviesa krinta į kubą *K*, kuris turi pusskaidrią diagonalinę plokštumą. Iš dalies praėję pro jį, spinduliai nusklinda iki veidrodžio *V*, kur atsispindėję grįžta atgal ir, dar kartą atsispindėję nuo diagonalinės plokštumos, nueina į okuliarą *O*. Antroji spindulių dalis, atsispindėjusi nuo pusskaidrios kubo plokštumos, nušviečia tiriamąjį paviršių *P* ir, atsispindėjusi nuo jo, praeina pro kubą ir nueina į *O*. Objektyvas O_1 ir okuliaras *O* sudaro mikroskopą, pro kurį stebime tiriamąjį paviršių. Okuliaro regimajame lauke matome interferencijos juostas, išlinkusias statmenai paviršiaus rėžiams. Juostų forma parodo paviršiaus profilį. Apie paviršiaus įdubų gylį sprendžiame iš juostų išlenkimo tose vietose, kur



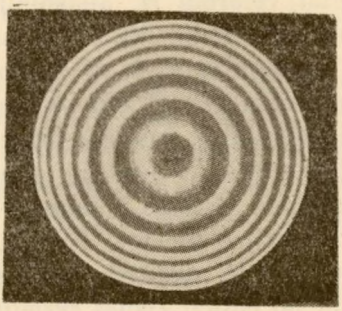
108 pav.

juostos kryžiuojasi su rėžiu. Juostos pločio išlenkimą atitinka $\frac{1}{2}\lambda$ gylio įduba. Liniko mikrointerferometras plačiai naudojamas plonų (mikrono eilės) sluoksnių storiui matuoti. Matavimo tikslumas siekia $(0{,}02 \div 0{,}05)\,\mu$.

4. *Niutono žiedai.* Prietaisą sudaro plokščiai išgaubtas sferinis lęšis, padėtas išgaubta puse ant lygios stiklo plokštelės



109 pav.



110 pav.

(109 pav.). Kritęs šviesos spindulys L iš dalies atsispindi taške C, iš dalies — taške B. Abi spindulio dalys susitinka taške C ir interferuoja. Gauname žiedo formos interferencijos juostas (110 pav.).

Pažymėkime oro sluoksnio BC storį d. Abiejų spindulių eigos skirtumas yra lygus $2d + \frac{\lambda}{2}$, nes, atsispindint šviesai taške B, bangos fazė pasikeičia dydžiu π. Kai

$$2d + \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \qquad (37{,}4)$$

kur m yra sveikasis skaičius, išreiškiantis interferencijos eilę, turėsime šviesų žiedą, o kai

$$2d + \frac{\lambda}{2} = (m + \frac{1}{2})\lambda \qquad (37{,}5)$$

— tamsų žiedą. Interferencijos žiedo radiusą $AB = r_m$ galime surasti iš ΔACD (109 pav.):

$$r_m^2 = (2R - d)d, \qquad (37{,}6)$$

kur R yra lęšio paviršiaus kreivumo radiusas. Oro sluoksnio storis d yra labai mažas palyginti su R, todėl

$$r_m^2 \approx 2Rd.$$

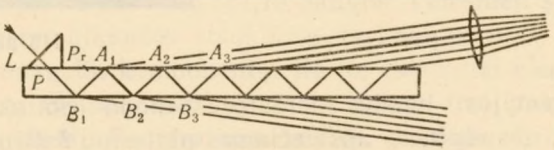
Bet iš sąlygos (37,5) $2d = m\lambda$, taigi

$$r_m = \sqrt{Rm\lambda}. \qquad (37,7)$$

Žinodami R ir išmatavę m-jo tamsaus žiedo radiusą r_m, galėsime surasti bangos ilgį λ.

Iš antros grupės interferometrų, kuriuose šviesos spindulį išskaido į daugelį koherentinių spindulių, reikia paminėti šiuos.

1. *Liumerio-Gerkio interferometras.* Šio interferometro pagrindinė dalis yra vienalyčio stiklo arba kvarco plona lygiagrečių sienelių plokštelė P (111 pav.). Krintančių į ją pro prizmę P_r



111 pav.

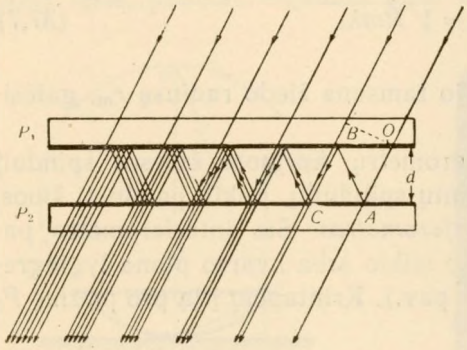
spindulių kryptis parenkama tokia, kad stiklo-oro riboje kritimo kampas būtų artimas vidaus atsispindėjimo kampui. Tada beveik visa šviesa atsispindi plokštelės viduje nuo jos sienelių taškuose A_1, A_2, A_3... ir B_1, B_2, B_3..., ir tik labai maža jos dalis išeina į orą pro viršutinį bei apatinį paviršių. Todėl išėjusių iš plokštelės spindulių šviesos stiprumas mažai tesiskiria. Šiuo būdu gauname iki 10—15 beveik vienodo stiprumo spindulių.

Kai į plokštelę krinta platesnio šviesos šaltinio išspinduliuota šviesa, tai ne visų spindulių kritimo bei lūžimo kampai yra vienodi. Todėl ekrane gausime skirtingos m, $m+1$, $m+2$,... eilės interferencijos juostas, atitinkančias nevienodą spindulių polinkį r_m, r_{m+1}, r_{m+2},..., kurį nustatome iš formulės (35,2).

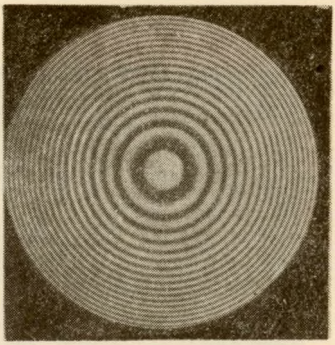
Liumerio-Gerkio plokštele gaunamos labai didelės (net iki 10 000) eilės interferencijos juostos.

2. *Fabri-Pero etalonas.* Etaloną sudaro tarp dviejų labai lygių paviršių stiklinių arba kvarcinių plokštelių P_1 ir P_2 lygia-

grečių sienelių oro sluoksnis (112 pav.). Plokštelės taip padedamos, kad nukreipti vienas į kitą jų paviršiai būtų visai lygiagretūs. Kad atspindis būtų geresnis, šie paviršiai pasidabrinami. Išoriniai plokštelių paviršiai, paprastai, sudaro nedidelį kampą, kad atspindžiai nuo jų nekliudytų stebėti pagrindinio vaizdo.



112 pav.



113 pav.

Interferencijos juostas sudaro vienodo polinkio žiedai (113 pav.), nes etalonas apšviečiamas platesnio šaltinio spinduliuojamu prasiskečiančiu spindulių pluoštu. Interferencijos eilė priklauso nuo nuotolio tarp plokštelių. Pastarasis esti įvairus, dažniausiai lygus $d = (1 \div 100)$ mm, kartais siekia iki 100 cm. Kai nuotolis tarp plokštelių 5 mm, gauname net $m = 20\,000$ eilės interferencijos juostas.

Mažesnio tikslumo matavimams naudojami paprastesni etalonai. Juos sudaro lygiagrečių sienelių stiklinės plokštelės, kurių paviršiai pasidabrinami geresniam atsispindėjimui gauti.

§ 38. INTERFERENCIJOS TAIKYMAS

Interferenciniai tyrimo metodai labai plačiai naudojami moksle ir gamyboje. Pagrindiniai metodai bangų ilgiams nustatyti remiasi interferencija. Interferenciniai metodai plačiai naudojami metrologijoje. Kai kuriuose (pvz., Maikelsono, Fabri-Pero ir kt.) interferometruose gauname labai didelį (iki $10^5 \div 10^6$ bangos ilgių) eigos skirtumą. Tokiai interferencijai gauti reikalinga monochromatinė šviesa. Šviesos bangų nemonochromatiškumą sąlygoja atomų spinduliavimo neilga trukmė; kuo daugiau atomas

išspinduliuoja taisyklingų tokios pat amplitudės sinusinių bangų viename bangų šuore, tuo spinduliuojamoji šviesa bus monochromatiškesnė. Taigi kuo ilgesnis bangų šuoras, tuo lengviau gauti didesnės eilės interferenciją. Parinkus tinkamą šviesos šaltinį, kartais pavyksta gauti net 10^6 bangų šuorą. Tokiuose šviesos šaltiniuose turi būti pašalinti visi trukdą atomui spinduliuoti monochromatinę šviesą veiksniai, būtent, atomų tarpusavio susidūrimai, spinduliavimo slopinimas ir kt. (§ 39). Todėl šviesos šaltiniais naudojami mažo dujų slėgimo Geislerio vamzdeliai, ir pro juos leidžiama silpna elektros srovė; pasirenkama kuri viena spektro linija arba jos vienas komponentas. Toks šviesos šaltinis gali būti ilgio mato etalonas, jei normalaus metro — etalono ilgį išreikšime tokio šaltinio spinduliuojamos spektro linijos bangos ilgiu. 1892 m. Maikelsonas išmatavo sausame ore, esant slėgimui 760 mm Hg, kadmio raudonosios spektro linijos bangos ilgį $\lambda = 6438{,}4696$ Å ir surado, kad metre — etalone iš viso telpa 1 553 161,13 bangos. Vėlesnieji šios spektro linijos hipersmulkiosios struktūros tyrimai parodė, kad ji yra sudėta iš daugelio komponentų. Be to, cheminiai elementai, paprastai, yra izotopų mišinys, o tas taipgi turi įtakos spektro linijos struktūrai. Pastaraisiais metais, pradėjus dirbtiniu būdu gaminti atskirus stabilius izotopus, šviesos šaltiniu — etalonu pasirinktas kriptono izotopo Kr^{86}_{36} Geislerio vamzdelis. Šio izotopo spinduliuojamoji gelsvai rausvos (oranžinės) spalvos spektro linija $\lambda = 6056{,}128$ Å laikoma šviesos normale ir ja išreiškiamas tarptautinėje — *SI* vienetų sistemoje pagrindinis ilgio vienetas — metras (m). Jis yra nusakomas taip:

1 m *sudaro cheminio elemento kriptono izotopo* Kr^{86}_{36} *spinduliuojamos vakuume, pereinant tarp energetinių (spektrinių) lygių* $5d^5$ ir $2p^{10}$, *spektro linijos* 1 650 763,73 *bangos ilgis.*

Technikoje ir gamyboje tiksliai ilgiams išmatuoti naudojami plieninės įvairaus ilgio plokštelės — etalonai — *Johansono plokštelės.* Jų galinės plokštumos labai gerai nulygintos ir lygiagrečios viena su kita. Lygiagretumas tikrinamas interferenciniu metodu; tam reikalui naudojami *interferenciniai komparatoriai.*

Optinių prietaisų gamyboje interferenciniai metodai plačiai taikomi poliruotų (lęšių, veidrodžių, prizmių ir kt.) paviršių kokybei tikrinti. Paprastai, tikrinamasis paviršius gerai suglaudžiamas su etaloniniu paviršiumi. Tarp jų pasilikęs plonytis oro sluoksnis atsispindėjusioje šviesoje sudaro interferencinį vaizdą.

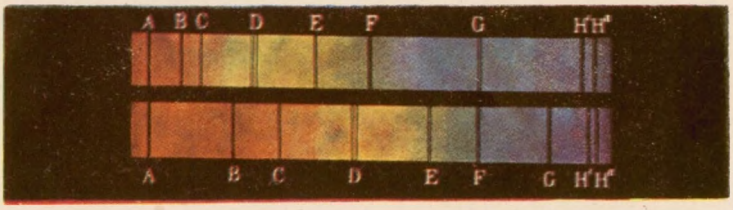
Iš interferencijos juostų pločio bei formos sprendžiama apie paviršiaus formos nukrypimus nuo palyginamojo paviršiaus. Kai tie nukrypimai nežymūs, juostos yra plačios, o kai jų visai nėra, tiriamasis paviršius esti vienodos spalvos.

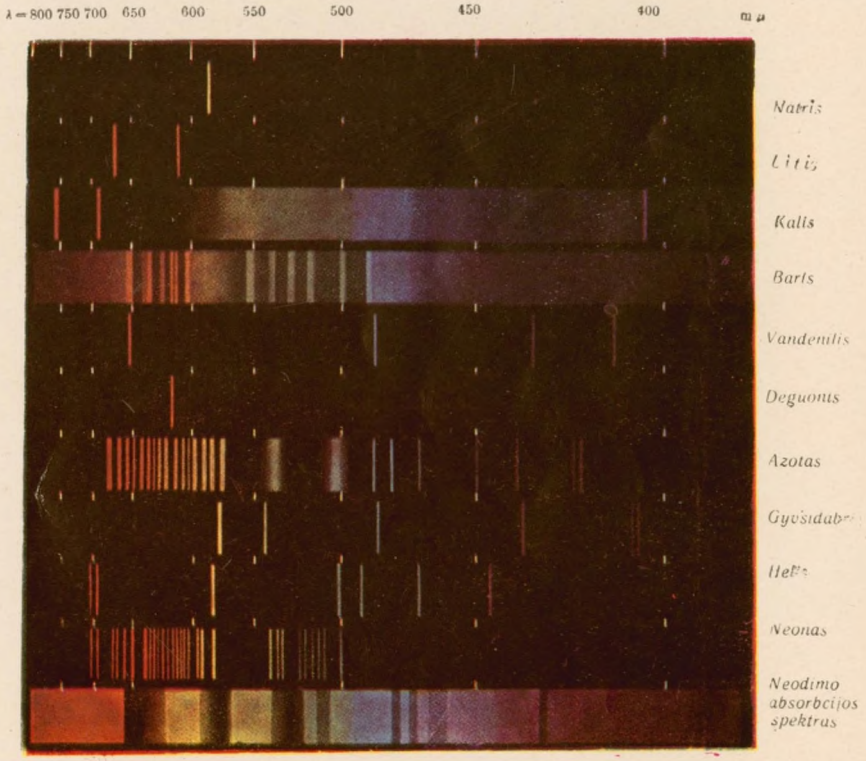
Interferencijos reiškiniu remiasi ir *optikos praskaidrinimas*. Sudėtinguose optiniuose prietaisuose šviesos spindulių pluoštas praeina pro daugelį lęšių bei prizmių paviršių, todėl, šviesai atsispindint nuo jų, susidaro žymūs šviesos nuostoliai. Kad juos sumažintų, paviršiai padengiami kitos skaidrios medžiagos plona plėvele, kad būtų gautas interferencijos maksimumas praeinamoje šviesoje. Tada šviesa praeina pro paviršius, visai neatsispindėdama nuo jų. Tokiu būdu žymiai sustiprinamas gaunamų atvaizdų apšviestumas.

Šviesos interferencija plonose plėvelėse leidžia nustatyti labai mažus jų storio pakitimus. Šis metodas pritaikytas *interferometriniuose dilatometruose* plėtimosi koeficientams nustatyti.

Kai optinė sistema pasižymi aberacija, tai praeinanti pro ją šviesos banga deformuojama. Sudėjus ją su jai koherentine, bet nedeformuota palyginamąja banga, susidaro išlenktos interferencijos juostos. Iš jų formos bei nuotolio galima išmatuoti optinės sistemos bangų aberaciją. Šiam reikalui naudojamą Liniko interferometrą sudaro stiklo plokštelė, padengta iš vienos pusės pusskaidriu metaliniu sluoksniu. Sluoksnyje yra nedidelė angelė, su kuria sutapdinamas tiriamos optinės sistemos (pvz., objektyvo) sudaromas šviečiančio taško atvaizdas. Turint aberaciją, taško atvaizdas yra išplitęs ir neryškus. Todėl žymi spindulių dalis eina ne pro angelę, bet pro jos kraštus. Šviesai difraguojant, susidaro ideali sferinė banga, kuri, susidėjusi su iškraipyta pirmine, interferuoja.

Šviesos interferencija leidžia labai tiksliai išmatuoti tarp dvilypių žvaigždžių kampinį nuotolį bei žvaigždžių kampinį skersmenį. Astronominio žiūrono objektyvą uždengia diafragma su dviem plyšeliais. Tada jo židinio plokštumoje galima regėti interferencijos juostas. Stebint dvilypę žvaigždę, susidaro dvi juostų sistemos. Šviesiosios juostos vienos sistemos užgula tamsiąsias antros. Keičiant nuotolį r tarp plyšelių, galima pasiekti, kad interferencinis vaizdas visai išnyktų. Kampinis nuotolis $\Delta\varphi \approx \frac{\lambda}{2r}$, kur λ yra šviesos bangos ilgis. Metodo jautrumas didėja, didinant nuotolį tarp plyšelių.


A B C D E F G H' H"
A B C D E F G H' H"

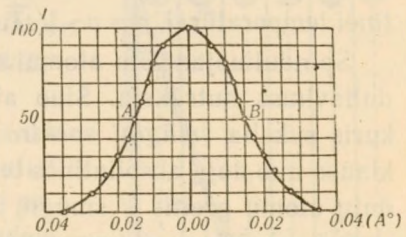

λ = 800 750 700 650 600 550 500 450 400 mμ
Natris
Litis
Kalis
Baris
Vandenilis
Deguonis
Azotas
Gyvsidab-
Hel-
Neonas
Neodimo absorbcijos spektras

114 pav.

Didelės eilės interferencijai gauti reikalinga turėti monochromatinį šviesos šaltinį. Tokiu šaltiniu optikoje laikoma *spektro linija.*

Tyrimais nustatyta, kad įkaitinti kieti kūnai spinduliuoja ištisinį, o dujos bei garai — *juostinį* bei *linijinį spektrą* (114 pav.). Juostinius spektrus spinduliuoja molekulės, o linijinius — atomai. Todėl pirmuosius dar vadiname *molekuliniais*, o antruosius — *atominiais spektrais.* Pastaruosius spektrus sudaro atskiros šviesos linijos arba jų kompleksai. Juostiniai spektrai sudėti iš atskirų, kartais su tamsiais tarpais juostų, kurios, daugiau išsklaidytos, išsiskirsto į daugybę atskirų spektro linijų.

Jau kalbėjome, kad spinduliavimas yra atominis procesas. Atomą laikome sudėtu iš teigiamai elektringo branduolio ir tam tikromis orbitomis skriejančių aplink jį elektronų. Atomas išspinduliuoja arba absorbuoja energiją tada, kai jo elektronas peršoka iš vienos orbitos į kitą. Tuomet išspinduliuojama spektro linija. Atomas spinduliuoja bei absorbuoja energiją kvantais $h\nu$ arba jam kartotiniais kiekiais; čia h yra universalinė Planko konstanta arba veikimo kvantas ($h = 6{,}6252 \cdot 10^{-34}$ Js), ν — spinduliuojamos šviesos dažnumas. Taigi atomo spinduliuojama spektro linija turėtų būti visiškai monochromatinė. Tačiau tyrimai parodė, kad spektro linija nėra labai griežta, kad tai daugiau arba mažiau išplitusi juostelė, turinti tam tikrą plotį. Taigi ji nėra griežtai monochromatinė. Spektro linija išplinta dėl keleto priežasčių.



115 pav.

Kad atomas spinduliuotų, jis turi turėti tam tikrą energijos perteklių, sakome, atomas turi būti sužadintas. Atomui spinduliuojant, jo energija mažėja, ir per trumpą laiką išspinduliuojamas visas energijos perteklius. Tada spinduliavimas nutrūksta. Keičiantis spinduliuojančios sistemos energijai, kinta ir spinduliavimo dažnumas, išsiplėsdamas tam tikrame dažnumų intervale $\Delta\nu$. Todėl spektro linija turi 115 pav. pavaizduotą profilį. Gulsčioje ašyje sužymėta linijos plotis (Å), stačioje — šviesos

stiprumas I, proporcingas išspinduliuotai energijai. Tolstant nuo spektrinės linijos vidurio, šviesos stiprumas vis silpnėja, artėdamas prie nulio. Pažymėkime kreivėje taškus A ir B ten, kur spektro linijos šviesos stiprumas sumažėja pusiau. Nuotolį tarp šių taškų vadiname *spektro linijos pločiu*. Kai spektro linijos išplitimą sukelia tik aukščiau aptartoji priežastis — *spinduliavimo slopinimas*, jos plotį vadiname *natūraliu spektro linijos pločiu*. 115 pav. pavaizduotos spektro linijos plotis $\Delta\lambda = 0{,}03$ Å. $\left|\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right| = \left|\frac{\Delta\nu}{\nu}\right| = 5 \cdot 10^{-6}$, jei spektro linijos bangos ilgis yra $\lambda = 6000$ Å, tai jos $\nu = 10^{14}$ s^{-1}, tada $\Delta\nu = 5 \cdot 10^{8}$ s^{-1}. Taigi bet kuri spektro linija negali būti griežtai nusakyta vienu kuriuo dažnumu arba bangos ilgiu.

Spektro liniją išplečia ir kiti veiksniai, daugiausia *Doplerio efektas* (§ 79). Dujų atomai ir molekulės visą laiką juda; šis jų šiluminis judėjimas ir sukelia Doplerio efektą. Spinduliuojamos šviesos stebimas dažnumas pakinta, atomui artėjant arba tolstant nuo stebėtojo. Kai atomo greitis stebėtojo atžvilgiu yra v, šviesos sklidimo greitis u, tai dažnumo pakitimas

$$\Delta\nu = \pm\nu\frac{v}{u}. \qquad (39{,}1)$$

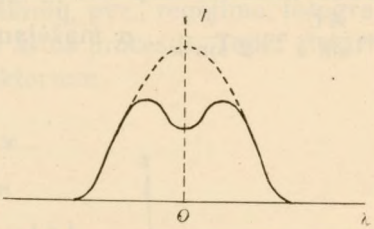
Atomai juda chaotiškai, visomis kryptimis, todėl spektro linijos išplinta į abi puses simetriškai. Šį spektro linijos išplitimą vadiname *doplerinių išplitimu*. Jis yra proporcingas dujų absoliutinei temperatūrai, nes $v \sim \sqrt{T}$.

Spinduliuojančiam atomui susidūrus su kitais atomais, spinduliavimas nutrūksta. Šiuo atveju turime *smūginį slopinimą*, kuris sukelia *smūginį spektro linijos išplitimą*. Pastarasis priklauso nuo dujų absoliutinės temperatūros, nes nuo jos priklauso dujų atomų greitis ir smūgių skaičius per laiko vienetą. Be to, smūgių skaičius priklauso ir nuo dujų slėgimo (dujų koncentracijos) bei nuo atomų, su kuriais spinduliuojantieji atomai susiduria, prigimties. Paprastai, priemaišiniai (svetimų dujų) atomai išplečia silpniau už savuosius.

Spektro linijų doplerinis ir smūginis išplitimas žymiai sumažėja arba ir visai išnyksta, kai spinduliuojančių dujų temperatūra yra artima absoliutiniam nuliui ir jų slėgimas mažas.

Reikia pažymėti, kad spektro linijos plotis priklauso ir nuo atominio elektrinio bei magnetinio lauko stiprumo, pačios linijos struktūros ir kt.

Spektro linijos profilis kinta, kai šviečiančiose dujose susidaro temperatūros bei tankio gradientas. Aukštesnės temperatūros ir didesnio tankio vietose spinduliavimas yra ypač stiprus, bet spinduliuojamoji spektro linija yra labai išplitusi. Šaltesnieji bei retesnieji tų pačių dujų sluoksniai absorbuoja einantį pro juos spinduliavimą. Bet šiose vietose emisijos (ir absorbcijos) linija mažiau išplitusi, siauresnė. Taigi išabsorbuojama iš dalies tik vidurinė spektro linijos dalis. Spektro linija įgyja 116 pav. pavaizduotą profilį. Šį reiškinį vadiname *spektro linijos apgręžimu.*

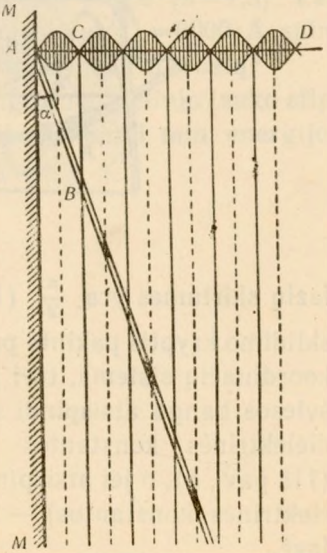


116 pav.

§ 40. ŠVIESOS STOVINČIOS BANGOS

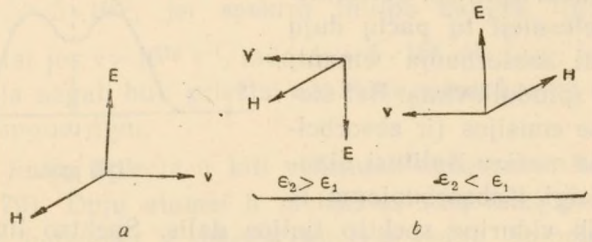
Įdomią koherentinių bangų sudėtį turime, joms atsispindėjus nuo kliūčių. Tegu sklindant banga krinta stačiai į paviršių ir, atsispindėjusi nuo jo, grįžta tuo pačiu keliu atgal. Susitikusi su pirmyn sklindančia banga, ji susideda su ja. Gautoji tuo būdu atstojamoji banga yra *stovinti banga* (I dal. § 58).

Šviesos stovinčioms bangoms gauti, paprastai, šviesos spinduliai nukreipiami stačiai į veidrodinį paviršių *MM* (117 pav.). Atsispindėję nuo jo, susideda su pirmyn sklindančiais ir sudaro stovinčias bangas. Jų mazgams ir iškiloms stebėti veidrodinis paviršius apdengiamas storesniu fotojautriu sluoksniu *AD*. Išryškinę tame sluoksnyje gaunamе šviesias mazgų ir tamsias



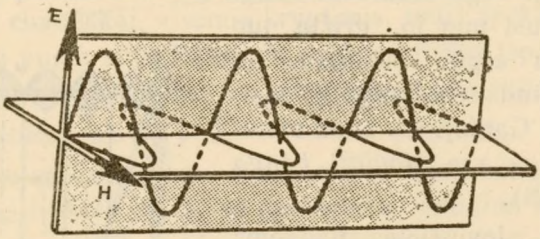
117 pav.

iškylų plokštumas, nutolusias vienas nuo kitų per $\frac{\lambda}{2}$. Nuotolis tarp mazgų ir iškylų plokštumų lygus $\frac{\lambda}{4}$. Šviesos bangos yra labai trumpos; kad padidėtų nuotolis tarp plokštumų, fotografinė plokštelė pastatoma įkypai veidrodiniam paviršiui kampu α. Tada nuotolis tarp dviejų gretimų mazgų arba iškylų $AB = \frac{AC}{\sin \alpha} = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$. α mažėjant, nuotolis didėja.



118 pav.

Pagal elektromagnetinę šviesos teoriją šviesos bangos elektrinis vektorius **E** yra statmenas magnetiniam vektoriui **H**, o jie abu statmeni šviesos sklidimo krypčiai. Šie trys vektoriai sudaro dešiniąją stačiakampių koordinačių sistemą (118 pav., *a*). Jų



119 pav.

fazių skirtumas yra $\frac{\pi}{2}$ (119 pav.). Atsispindint šviesos bangai, sklidimo kryptis pakinta priešingai. Kad išliktų vektorių dešinioji koordinačių sistema, turi pasikeisti **E** arba **H** fazė dydžiu π. Jei šviesos banga atsispindi nuo optiškai tankesnės, taigi didesnės dielektrinės konstantos aplinkos, kinta vektoriaus **E** fazė (118 pav., *b*), o jei atsispindi nuo optiškai retesnės (mažesnės dielektrinės konstantos) — tokiu pat dydžiu kinta vektoriaus **H** fazė.

Tyrimai parodė, kad pirmoji tamsi juosta nesutampa su veidrodžio plokštuma. Tas taipgi nustatyta, pakeitus fotografinę plokštelę fluorescuojančiu sluoksniu. Iš čia buvo padaryta išvada, kad sidabro druskos AgBr skilimą fotoplokštelėje bei fluorescenciją sukelia šviesos elektrinis vektorius. Apskritai, šviesos elektromagnetinės bangos elektrinio vektoriaus poveikis sukelia daug didelės reikšmės turinčių reiškinių, pvz., regėjimo, fotografijos, fotosintezės, fotocheminius ir kitus procesus. Todėl elektrinis vektorius laikomas šviesos vektorium.

Uždaviniai

1. Koks yra muilo plėvelės h, jei atsispindėjusioje šviesoje ji yra žalia ($\lambda = 500$ mμ), kai kampas tarp paviršiaus normalės ir stebėjimo krypties yra $\alpha = 35°$, interferencijos eilė $m = 30$. Medžiagos lūžimo rodiklis $n = 1{,}33$?

2. Toli nuo centro 10 Niutono žiedų plotis yra 0,7 mm. Tolimesnių 10 žiedų plotis yra 0,4 mm. Stebima atsispindėjusioje šviesoje, apšvietus bangos ilgio $\lambda = 589$ mμ šviesa. Koks yra lęšio paviršiaus kreivumo radiusas R?

3. Koks turi būti praskaidrinančios stiklo optiką medžiagos lūžimo rodiklis ir jos sluoksnio storis ant stiklo ($n = 1{,}5$), kad tas sluoksnis stipriai susilpnintų bangos ilgio $\lambda = 6000$ Å spindulių atsispindėjimą, krintant jiems statmenai į paviršių?

4. Išskaičiuokite saulės šviesos bangos magnetinio lauko stiprumą. Saulės konstanta (krintantis į 1 cm^2 per 1 min. energijos kiekis) yra lygi 9,6 J.

VII SKYRIUS

ŠVIESOS BANGŲ DIFRAKCIJA

§ 41. HUIGENSO-FRENELIO PRINCIPAS. FRENELIO ELEMENTARIOSIOS JUOSTOS

Visumą geometrinių taškų, iki kurių tam tikru laiku nusklinda svyravimai, vadiname *sklindančios bangos paviršiumi*, arba *frontu*, o išvestą į tą paviršių statmenį — *bangos spinduliu*. Kai bangas sukeliantis centras yra labai toli, tai bangos paviršius bus plokštuma; tokią bangą vadiname *plokščia*. Jei banga sklinda iš bet kurio bangavimo centro į visas puses vienodu greičiu, tai bangos paviršius yra rutulinis, tada turime *rutulinę*, arba *sferinę*, bangą.

Bangų sklidimą erdvėje nusako Huigenso-Frenelio principas. Jis tvirtina, kad

bet kurį bangos paviršiaus tašką galime laikyti naujos elementarios bangos centru. Šias elementarias bangas gaubiantis paviršius yra tapatingas pirminės sklindančios bangos paviršiui.

Bangos sklidimą erdvėje aprašome tokia diferencialine lygtimi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{k} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \qquad (41,1)$$

čia ψ yra periodiškai kintantis bangos dydis, k — konstanta, $k = u^2$, kur u yra bangos sklidimo greitis. Paprastai, dydis $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ pažymimas $\Delta\psi$ ir vadinamas *Laplaso operatoriumi*. Tada lygtis (41,1) taip atrodys:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = k \cdot \Delta\psi. \qquad (41,1a)$$

Šios lygties atskiras paprasčiausias sprendinys yra toks:

$$\psi = A \cdot \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x + y + z}{u} \right).$$

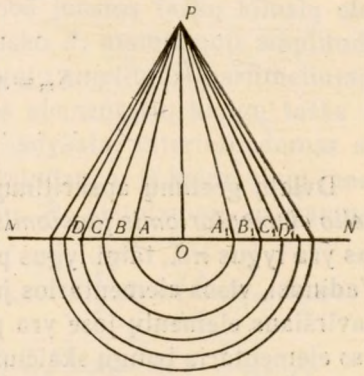
Pastaroji lygtis nusako plokščią monochromatinę bangą. Jį išdiferenciavę pagal t ir įstatę į (41,1a), gausime:

$$\Delta\psi = \frac{A}{k}\,\frac{\partial^2\left[\sin 2\pi\nu\left(t-\frac{x+y+z}{u}\right)\right]}{\partial t^2} = -\frac{4\pi^2\nu^2\psi}{u^2}.$$

Tada aprašanti bangos sklidimą diferencialinė lygtis įgis tokią išvaizdą:

$$\Delta\psi + \frac{4\pi^2\nu^2}{u^2}\,\psi = 0. \qquad (41,2)$$

Pagal Huigenso-Frenelio principą, sudėję nusklidusių iki kurio nors erdvės taško elementarių bangų svyravimus, surasime atstojamąjį sklindančios bangos tame taške sukeltą svyravimą. Apskritai, bangų sklidimo erdvėje klausimai yra platūs ir sunkiai sprendžiami. Ir tik kai kuriuos paprastesnius atvejus galima lengviau išnagrinėti geometriniu arba analiziniu būdu.



120 pav.

Tegu erdvėje sklinda be galo išplitusi plokščia banga. Tam tikru laiku jos paviršius yra NN (120 pav.). Suraskime, kokį svyravimą ši banga sukels taške P, kuris nutolęs nuo NN per $OP = l$. Tašką O vadiname taško P *poliumi*. Išveskime AP, BP, CP,... ir A_1P, B_1P, C_1P,... taip, kad

$$AP = A_1P = l + \frac{\lambda}{2},$$

$$BP = B_1P = l + 2\frac{\lambda}{2},$$

$$CP = C_1P = l + 3\frac{\lambda}{2},$$

. . . . . .

Čia λ yra sklindančios bangos ilgis. Jei visus nutolusius nuo taško P dydžiu $l + \frac{\lambda}{2}$, $l + 2\frac{\lambda}{2}$, $l + 3\frac{\lambda}{2}$,... bangos paviršiaus taškus sujungtume su P tiesėmis, tai jos sudarytų kūgio paviršių. Jis kirs bangos paviršių, ir susikirtimo taškų geometrinė vieta

sudarys apskritimą. Iš 120 pav. (apatinė jo dalis pasukta 90°) matyti, kad

$$AO^2 = x_1^2 = AP^2 - OP^2 = \left(l + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - l^2 = l\lambda + \frac{\lambda^2}{4}.$$

Kai $l \gg \lambda$, tai $\frac{\lambda^2}{4}$ galime atmesti; tada $x_1 \approx \sqrt{l\lambda}$. Panašiai surandame $OB = x_2 \approx \sqrt{2l\lambda}$; $OC = x_3 \approx \sqrt{3l\lambda}$;... $x_m \approx \sqrt{ml\lambda}$;... Kūgio ir bangos paviršiams persikertant, išpiautų skritulių plotai yra lygūs:

$$\begin{aligned} S_1 &= \pi x_1^2 = \pi l\lambda; \\ S_2 &= \pi x_2^2 = 2\pi l\lambda; \\ S_3 &= \pi x_3^2 = 3\pi l\lambda; \qquad (41,3) \\ &\cdots\cdots\cdots \\ S_m &= \pi x_m^2 = m\pi l\lambda; \\ &\cdots\cdots\cdots \end{aligned}$$

Dviejų gretimų apskritimų juosiamas juostas vadiname *Frenelio elementariomis juostomis*, arba *zonomis*. Atskirų juostų plotas yra lygus $\pi l\lambda$, taigi lygus pirmosios juostos (skritulio) plotui. Vadinasi, visos elementarios juostos turi vienodą plotą ir bangos paviršiaus elementų jose yra po lygiai; iš jų visų sklinda vienodas elementarių bangų skaičius.

Sklindančios iš dviejų kaimyninių juostų elementarios bangos pasiekia tašką P skirtingoje fazėje. Ir bet kuriam vienos juostos taškui galėsime parinkti tokį gretimos juostos tašką, kad iš jų sklindančių elementarių bangų fazių skirtumas, kai bangos pasiekia tašką P, bus lygus π. Tokios dvi bangos šiame taške interferuoja. Jeigu šių bangų svyravimų amplitudės būtų lygios, tai, joms susidėjus, svyravimas išnyktų. Tačiau nuotoliui didėjant, amplitudė A mažėja, ji priklauso nuo nuotolio. Bet kurios elementarios juostos bangos amplitudę galime taip išreikšti:

$$\begin{aligned} &m\text{-osios juostos} && A_m = f\left[l + m\frac{\lambda}{2}\right], \\ &(m+1)\text{-osios} \quad „ && A_{m+1} = f\left[l + (m+1)\frac{\lambda}{2}\right], \qquad (41,4) \\ &(m+2)\text{-osios} \quad „ && A_{m+2} = f\left[l + (m+2)\frac{\lambda}{2}\right]. \end{aligned}$$

Pastarąsias dvi funkcijas išreikškime Teiloro eilute ir paimkime jos tik pirmuosius du narius, o kitus atmeskime. Tada

$$A_{m+1}=f\left(l+m\frac{\lambda}{2}\right)+\frac{\lambda}{2}f'\left(l+m\frac{\lambda}{2}\right)=A_m+\frac{\lambda}{2}f'\left(l+m\frac{\lambda}{2}\right)$$

ir (41,5)

$$A_{m+2}=f\left(l+m\frac{\lambda}{2}\right)+2\frac{\lambda}{2}f'\left(l+m\frac{\lambda}{2}\right)=A_m+2\frac{\lambda}{2}f'\left(l+m\frac{\lambda}{2}\right).$$

Iš lygčių (41,4) ir (41,5) gauname:

$$A_{m+1}=\frac{A_m+A_{m+2}}{2}. \qquad (41,6)$$

Vadinasi, iš bet kurios elementarios juostos taškų kilusių elementarių bangų, nusklidusių iki taško P, atstojamoji amplitudė lygi gretimų juostų bangų atstojamųjų amplitudžių aritmetiniam vidurkiui. Taigi kiekvienos juostos elementarių bangų taške P sukeltas atstojamasis svyravimas išnyksta, interferuodamas su atstojamuoju svyravimu, sukeltu sklindančių iš kaimyninių juostų artimiausių pusių taškų. Taško P atstojamoji svyravimo amplitudė

$$A=A_1-A_2+A_3-A_4+A_5-A_6+\ldots=\frac{1}{2}A_1+\left(\frac{1}{2}A_1-A_2+\right.$$

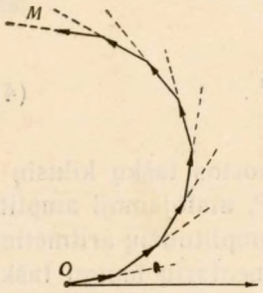
$$\left.+\frac{1}{2}A_3\right)+\left(\frac{1}{2}A_3-A_4+\frac{1}{2}A_5\right)+\left(\frac{1}{2}A_5-A_6+\frac{1}{2}A_7\right)+$$

$$+\ldots=\frac{1}{2}A_1. \qquad (41,7)$$

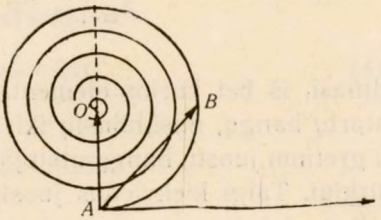
Taigi pagal Huigenso-Frenelio principą, visos sklindančios iš neribotos plokščios bangos paviršiaus elementarios bangos, pasiekusios prieš tą paviršių gulintį tašką, sukelia jame svyravimą, kurio amplitudė yra lygi pusei amplitudės svyravimo, sukelto visų elementarių bangų, sklindančių iš pirmosios juostos, apsupančios taško polių.

Šį ir panašius klausimus galėtume išspręsti grynai grafiniu būdu. Kad grafiškai pavaizduotume visos Frenelio zonos veikimą, padalykime ją tokiais mažais žiedeliais, kad jų atskirų dalių sukeltų taške P svyravimų fazę galėtume laikyti vienodą. Tada tokio žiedelio sukeltą svyravimą galėtume pavaizduoti vektorium, kurio ilgis nusakytų svyravimo atstojamąją ampli-

tudę, o kryptis — fazę. Kaimyninio žiedelio veikimą galima būtų išreikšti praktiškai tokio pat ilgio, tik kiek pakreiptu vektorium, nes to žiedelio atstojamoji svyravimo fazė kiek skirsis nuo gretimojo žiedelio sukelto svyravimo fazės. Pavaizdavę pirmos juostos bangos paviršiaus elementų taške P sukeltų svyravimų vektorius, gausime 121 pav. pavaizduotą vektorių poligoną. Šiuokart pavaizdavome juostą, padalytą į 8 žiedus. Jei juostą



121 pav.



122 pav.

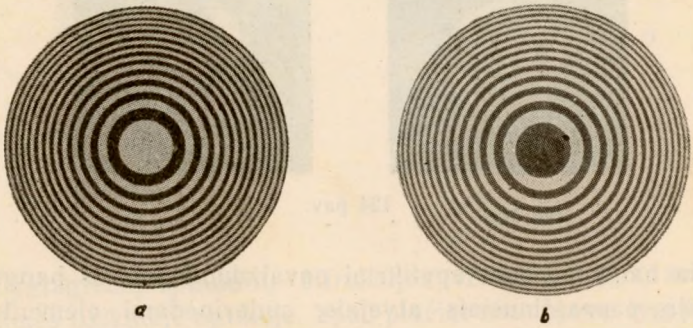
vaizduosime padalytą į be galo daug žiedelių, tada vektorių poligono linija pavirs tolydine kreive (lanku), kuri mažai tesiskirs nuo pusapskritimio.

Grafiškai vaizduojant neribotos plokščios bangos Frenelio juostų elementų sukeltus taške P svyravimus, reikia nepamiršti, kad, tolstant juostoms nuo poliaus O, jų sukeltų svyravimų amplitudė mažėja. Todėl kreivė bus spiralė, pasibaigianti taške O (122 pav.). Ir atstojamąjį svyravimą pavaizduos vektorius AO; jis yra lygus pirmosios juostos visų elementų sukelto svyravimo amplitudės pusei, bet ne pirmosios juostos pusės elementų sukelto svyravimo amplitudei, kurią vaizduoja vektorius AB.

Frenelio elementarių juostų metodą galima patikrinti *juostine plokštele*. Sudarykime diafragmą iš skaidrių ir neskaidrių žiedinės formos juostelių, žiedų radiusą apskaičiavę iš formulės $\sqrt{ml\lambda}$, kur m yra žiedo eilės skaičius. Turėsime juostinę plokštelę. Tokia plokštelė pavaizduota 123 pav.; plokštelės a skaidrios yra nelyginės, o b — lyginės juostos. Padėkime juostinę plokštelę sklindančios plokščios ilgio λ bangos kelyje nuotolyje l nuo taško P. Tada bus pridengtos visos lyginės (arba nelyginės)

elementarios Frenelio juostos, ir atstojamasis svyravimas taške P bus lygus $A_1+A_3+A_5+A_7+\ldots$, taigi jis žymiai sustiprės. Bandymas parodė, kad tikrai juostinė plokštelė sustiprina apšviestumą.

Kai plokščios bangos paviršius yra ribotas, tai sukeltas esančiame prieš tą paviršių bet kuriame taške P svyravimas priklauso nuo bangos paviršiaus ploto ir taško vietos. Tegu taškas P bus



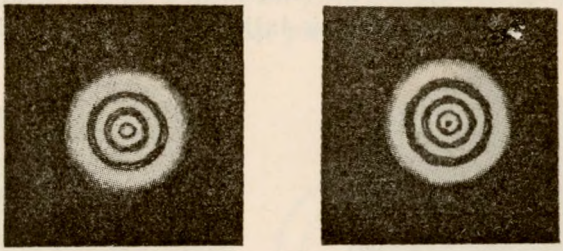
123 pav.

ties diafragmos apskritos angos viduriu. Norėdami surasti praėjusios pro angą bangos sukeltą taške P svyravimą, sudarome aukščiau nurodytu būdu Frenelio juostas iki pat angos krašto. Iš lygties (41,7) išeina, kad, nesant nelyginiam elementarių juostų skaičiui, taške P turėsime atstojamąjį svyravimą. Tačiau, kai tų juostų skaičius lyginis, svyravimas išnyks. Vadinasi, svyravimo amplitudė taške P priklauso nuo to, kiek taškas nutolęs nuo diafragmos angos centro. Tą patį reikia pasakyti ir apie bet kurį kitą tašką, gulintį ne ties angos centru. Taigi, praėjusi pro diafragmos angą, banga sklinda už diafragmos visoje erdvėje; lygiagretėje su angos paviršiumi plokštumoje turėsime šviesias ir tamsias (didžiausio ir mažiausio arba jokio svyravimo) žiedines juostas (124 pav.), ir net tokiose erdvės vietose, kur pagal geometrinę optiką svyravimo neturėtų būti.

Dabar plokščios bangos kelyje padėkime apskritą ekraną ir suraskime, kokį svyravimą sukels banga taške P, gulinčiame ties ekrano centru (geometriniame ekrano šešėlyje). Samprotaudami taip pat, kaip samprotavome neriboto bangos paviršiaus atveju, gausime išvadą, kad taške P atstojamasis svyravimas bus lygus pusei svyravimo, kurį sukelia pirmosios Frenelio juostos

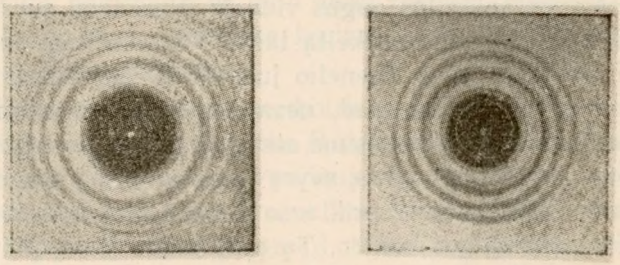
elementai. Taigi ir šiuo atveju už ekrano (geometriniame jo šešėlyje) sklinda bangavimas. Ir šiuo atveju turėsime šviesius ir tamsius difrakcijos žiedus su šviesia dėmele centre (125 pav.).

Šį būdingą bangos judėjimui reiškinį vadiname *šviesos difrakcija*, arba *užlenkimu*.



124 pav.

Čia bandėme bent apytikriai pavaizduoti šviesos bangų difrakciją paprasčiausiais atvejais, sudarinėdami elementarias Frenelio juostas. Reikia pažymėti, kad bangų difrakcijos reiškiniai, ypač vadinamoji *Kirchhofo-Frenelio bangų difrakcija*, kai



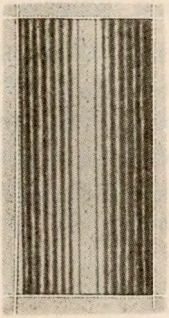
125 pav.

stebimasis taškas yra baigtiniame nuotolyje nuo bangų šaltinio, yra labai sudėtingi ir išsprendžiami tik griežtai matematiškai kai kuriais paprastesniais atvejais.

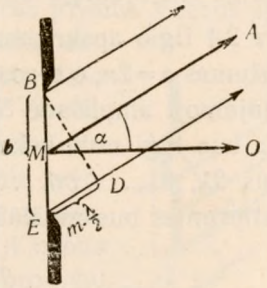
§ 42. LYGIAGREČIŲ SPINDULIŲ, EINANČIŲ PRO PLYŠĮ, DIFRAKCIJA

Bangų difrakcijos reiškiniai žymiai supaprastėja, kai yra užlenkiami lygiagretūs spinduliai. Tada turime vadinamąją *Fraunhoferio difrakciją*. Šiuo atveju užlenktų spindulių atvaizdai su-

sidaro begalybėje. Kad galėtume juos gauti baigtiniame nuotolyje, spindulių kelyje pastatome optiką (lęšį arba veidrodį), kuri užlenktus spindulius suglaudžia (visai nepakeisdama arba vienodai pakeisdama jų visų fazę) ir priverčia juos interferuoti.

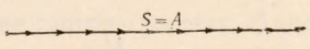


126 pav.

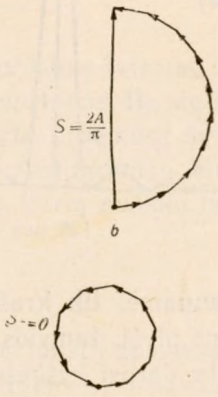


127 pav.

Lygiagrečių spindulių difrakcijos reiškiniai turi svarbios reikšmės fizikinėje optikoje. Ypač plačiai naudojame lygiagrečių spindulių difrakciją, einant jiems pro labai ilgą ir siaurą stačiakampį plyšį. Šiuo atveju plyšio atvaizdas išsiplečia į tamsias ir šviesias juosteles (126 pav.); šviesos spinduliai užsilenkia į abi puses.



Tegu spinduliai krinta statmenai į plyšį *EB* (127 pav.). Plyšio plotą paskirstykime į vienodo pločio lygiagretes siauras juosteles. Kiekvieną tokią juostelę galime laikyti elementarių bangų šaltiniu. Visos juostelės išspinduliuoja tos pačios arba dėsningai kintančios (krintant spinduliams įstrižai) fazės ir vienodos amplitudės bangas. Šiuo atveju difrakcijos reiškiniai esti paprastesni. Atstojamąją amplitudę, spinduliams užsilenkus kampu α, galime surasti grafiškai (128 pav.): a) kai stebime pirminių spindulių kryptimi, $\alpha=0$; atstojamoji amplitudė S yra lygi didžiausiai amplitudei A; turėsime šviesią juostą, b) diagra-

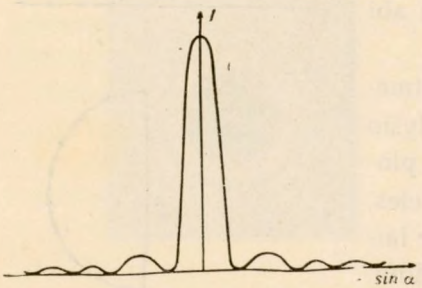


128 pav.

ma pavaizduoja atvejį, kada krintančio spindulių pluošto kraštinių spindulių fazių skirtumas lygus π, taigi jų eigos skirtumas $\frac{\lambda}{2}$; iš 127 pav. matyti, kad tada $ED = b \cdot \sin\alpha = \frac{\lambda}{2}$, čia b — plyšio plotis. Atstojamąją amplitudę išreiškia vektorius $S = \frac{2A}{\pi}$, nes S yra $2A$ ilgio apskritimo skersmuo; c) kraštinių spindulių fazių skirtumas $\alpha = 2\pi$, o eigos skirtumas λ; šiuo atveju $b \cdot \sin\alpha = \lambda$. Atstojamoji amplitudė $S = 0$, taigi turėsime tamsią juostą. Ji ir tada bus lygi nuliui, kai kraštinių spindulių eigos skirtumas lygus 2λ, 3λ, ... $m\lambda$ ..., čia m sveikasis skaičius. Taigi šviesos stiprumas bus mažiausias, kai

$$\sin\alpha = \frac{\lambda}{b};\ \frac{2\lambda}{b};\ \frac{3\lambda}{b};\ \ldots\ \frac{m\lambda}{b};\ \ldots \qquad (42{,}1)$$

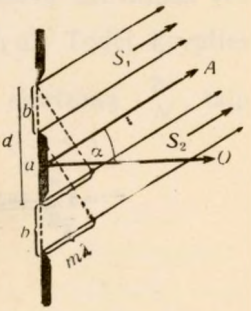
Pereidama iš vienos tamsios juostos į gretimą amplitudė didėja ir pereina per maksimumą. Didžiausia amplitudės ir šviesos stiprumo reikšmė I yra pirmoje šviesioje juostoje, kai $\alpha = 0$ (129 pav.). Kitų šviesių juostų amplitudės staigiai mažėja. Iš formulės (42,1) matyti, kad, plyšiui siaurėjant, tamsios juostos tolsta nuo centro ir centrinė šviesi juosta platėja. Kai $b = \lambda$, $\alpha = 90°$, tada pirmoji tamsi juosta nuslenka į be galo tolimą ekrano kraštą. Eidamas į kraštus, ekrano apšviestumas silpnėja ir artėja į nulį. Kai $b < \lambda$, tamsios juostos, apskritai, negauname, tik kraštuose ekrano apšviestumas silpnėja. Platinant plyšį, tamsios juostos artėja prie centro, centrinė šviesi juosta darosi ryškesnė. Žymiai praplatinus plyšį, kai jo plotis pasidaro labai didelis palyginti su λ, centre gauname ryškų tiesinio šviesos šaltinio atvaizdą.



129 pav.

§ 43. LYGIAGREČIŲ SPINDULIŲ DIFRAKCIJA, EINANT JIEMS PRO KELIS PLYŠIUS

Lygiagrečių spindulių pluoštas eina pro du pločio b plyšius, atskirtus vienas nuo kito pločio a neskaidriu tarpeliu; $a+b=d$ (130 pav.). Praeinantieji pro atskirus plyšius šviesos spinduliai užsilenkia, ir susidaro du vienas kitą užkloją difrakciniai vaizdai. Apskritai, šiuo atveju turėsime bendrą sudėtingą vaizdą. Tačiau atskirų plyšių tamsios juostos pasiliks tose pačiose vietose, nes tomis kryptimis, kuriomis nenukreipiama šviesa, praeinant pro vieną arba kitą plyšį, ji nebus ta kryptim nukreipta, praeinant pro abu plyšius. Be to, dabar yra galimos linkmės, kuriomis praėjusi pro abu plyšius šviesa išnyks. Tokias linkmes nusakys lygtis (130 pav.)



130 pav.

$$d \cdot \sin\alpha = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \qquad (43,1)$$

$m=1, 2, 3,\ldots$ Šiomis kryptimis turėsime tamsias juostas. O praėjusi pro abu plyšius, šviesa linkmėmis, nusakytomis lygties

$$d \cdot \sin\alpha = \lambda,\ 2\lambda,\ldots\ m\lambda,\ldots, \qquad (43,2)$$

$m=0, 1, 2,\ldots$, susidės, ir šiomis kryptimis turėsime šviesias juostas. Jas vadiname *vyriausiomis šviesiomis juostomis*. Be šių šviesių ir tamsių difrakcijos juostų, susidarančių praeinant šviesai pro abu plyšius, turėsime tamsių juostų, susidarančių einant šviesai pro kiekvieną atskirą plyšį, sistemą, kurią nusako lygtis

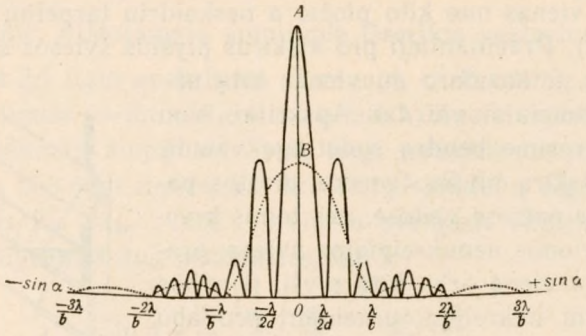
$$b \cdot \sin\alpha = m\lambda,$$

$m=0, 1, 2, 3,\ldots$, b — plyšio plotis.

131 pav. kreivės vaizduoja interferencijos juostų apšviestumo kitimą: vientisa (A) — apšvietus koherentine, o brūkšniuota (B) — nekoherentine šviesa.

Dviejų plyšių sistema plačiai taikoma įvairiuose fizikos bei astronomijos tyrimuose. Ja remiasi Jungo įrenginio šviesos interferencijai gauti (§ 33) veikimas; šviesos spindulių difrakcija, praeinant jiems pro du plyšius, pritaikyta astronomijoje

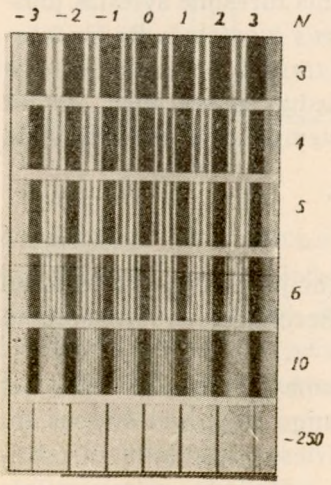
kampiniams nuotoliams matuoti (§ 38). Šviesos difrakcija, praeinant pro du plyšius, pagrįstas ir Relejaus difrakcinio refraktometro veikimas.



131 pav.

Turint trijų plyšių sistemą, tarp pagrindinių šviesių interferencijos juostų ($d \cdot \sin\alpha = 0,\ \lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda,\ldots$) susidaro dvi papildomos tamsios juostos $\left(d \cdot \sin\alpha = \frac{\lambda}{3}\right.$ ir $2\frac{\lambda}{3}$; $4\frac{\lambda}{3}$ ir $5\frac{\lambda}{3}$; ir t. t.$\left.\right)$.

Jei sistema bus sudėta iš N plyšių, tai, praėjus pro ją lygiagrečių spindulių pluoštui, gausime difrakcinį vaizdą, sudėtą iš: a) pagrindinių šviesių juostų, nusakomų lygties $d \cdot \sin\alpha = m\lambda$, $m = 0,\ 1,\ 2,\ldots$; b) papildomųjų tamsių juostų, nusakomų lygties $d \cdot \sin\alpha = \frac{m\lambda}{N}$, čia $m = 1,\ 2,\ 3,\ldots\ N-1$, bet $m \neq N$; jos guli tarp pagrindinių šviesių juostų ir atskirtos viena nuo kitos antrinių šviesių juostų; c) tamsių juostų, susidarančių praeinant šviesai pro kiekvieną plyšį; jos nusakomos lygties $b \cdot \sin\alpha = m\lambda$; $m = 1,\ 2,\ 3,\ldots$



132 pav.

Iš 132 pav. matyti, kad, plyšių skaičiui didėjant, pagrindinės šviesios juostos ryškėja ir siaurėja; jas skiria tamsūs tarpai, antrinės šviesios juostos silpnėja.

Kada praėjusių pro N plyšių visų šviesos spindulių fazė yra tokia pat, tai atstojamoji šviesios juostos amplitudė bus lygi

NA, kur A yra bangos amplitudė. Kad gautume tamsią juostą, reikia, kad praėjusio pro N-jį plyšį spindulio fazė skirtųsi nuo praėjusio pro 1-jį plyšį spindulio fazės dydžiu 2π. Taigi praėjusių pro gretimus plyšius spindulių fazių skirtumas turi būti lygus $\frac{2\pi}{N}$, o jų eigos skirtumas $\frac{\lambda}{N}$. Antra vertus, praėjusių pro du gretimus plyšius ir užlenktų spindulių fazių skirtumas yra lygus $\frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \sin\alpha$, o eigos skirtumas $d \cdot \sin\alpha$. Todėl krypties pakitimas $\delta\alpha$, kuris sukelia papildomą fazės skirtumą $\frac{2\pi}{N}$, taip išreiškiamas:

$$\delta\left(\frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \sin\alpha\right) = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \cos\alpha \cdot \delta\alpha = \frac{2\pi}{N};$$

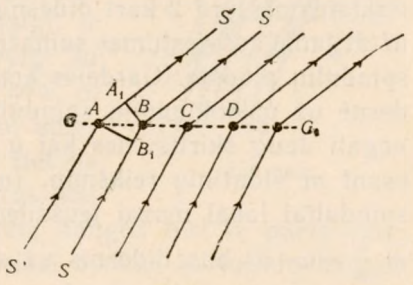
iš čia

$$\delta\alpha = \frac{1}{N} \frac{\lambda}{d \cdot \cos\alpha}.$$

Šviesi interferencijos juosta pasikeičia tamsia tuo staigiau, kuo plyšių skaičius N yra didesnis. Dydis $\frac{\lambda}{a \cdot \cos\alpha}$ yra nedidelis (<1), taigi šviesių juostų kampinis plotis yra mažas, N kartų mažesnis už kampinį nuotolį tarp pagrindinių šviesių juostų.

§ 44. DIFRAKCINĖ GARDELĖ

Daugelio plyšių arba užlenkiamųjų centrų sistema sudaro difrakcinę gardelę. Išdėstyti tiesėje GG', vienodai nutolę vienas nuo kito užlenkiamieji centrai A, B, C,... sudaro *tiesinę gardelę* (133 pav.). Nuotolis tarp užlenkiamųjų centrų (pvz., plyšelių vidurinių taškų) AB vadinamas *gardelės konstanta* ir žymimas a.



133 pav.

Tegu į tiesinę gardelę krinta lygiagrečių spindulių SA, SB,... pluoštas, sudarydamas su gardelės linija tokį spindesio kampą, kurio kosinusas yra α_0. Praeidami pro gardelę, jie užsilenkia ir nueina kryptimi AS', BS',..., sudarydami su gardelės linija kampą, kurio kosinusas yra α. Spinduliai SAS' ir

SBS' (arba bet kuri kita pora) bus nuėję skirtingo ilgio kelius; jų kelių skirtumas yra lygus $AA_1 - BB_1$. Iš 133 pav. matyti, kad

$$AA_1 = AB \cdot \alpha \text{ ir } BB_1 = AB \cdot \alpha_0.$$

Taigi

$$AA_1 - BB_1 = AB(\alpha - \alpha_0) = a(\alpha - \alpha_0). \qquad (44,1)$$

Kai taip užlenkti spinduliai interferuoja, tai šviesias interferencijos juostas gausime tose vietose, kur užlenktų spindulių nueitų kelių skirtumas bus kartotinis jų bangos ilgio λ, t. y. lygus lyginiam pusbangių $(\frac{\lambda}{2})$ skaičiui, taigi, kur

$$a(\alpha - \alpha_0) = m\lambda. \qquad (44,2)$$

Čia m yra sveikasis skaičius, $m = 1, 2, 3, \ldots$ O kur nueitų kelių skirtumas yra lygus nelyginiam pusbangių skaičiui, tai, tose vietose spinduliams interferuojant, šviesa išnyksta; tose vietose turėsime tamsias interferencijos juostas; taigi, jos bus ten, kur

$$a(\alpha - \alpha_0) = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda. \qquad (44,3)$$

Iš lygties išeina, kad skirtingų bangų ilgių λ spinduliai turi būti užlenkti kitokia kryptim, kad jie interferavę duotų didžiausią svyravimą. Ilgesnės bangos yra užlenkiamos daugiau, trumpesnės — mažiau. Taigi, gardelė, kaip bet kuris spektrinis aparatas, skirtingų bangų ilgių spindulių pluoštą išskirsto į atskirus vienodo bangų ilgio pluoštelius — į spindulių spektrą. Turėsime kelių eilių spektrus: kai $m = \pm 1$, gausime pirmos eilės spektrą, esant $m = \pm 2$ — antros eilės ir t. t. Antros eilės spektre spindulių išsklaidymas yra 2 kart didesnis, kaip pirmos eilės spektre, bet užtat jame apšviestumas sumažėja. Kai $m = 0$, turime neužlenktų spindulių pluoštą. Gardelės konstanta a turi būti šiek tiek didesnė už užlenkiamųjų spindulių bangos ilgį λ; tačiau a ir λ negali daug skirtis; nes kai a bus didelis palyginti su λ, tai, esant m vidutinių reikšmių, $(\alpha - \alpha_0)$ reikšmė bus maža, taigi, spinduliai labai mažai teužsilenks. Kai a mažesnis už λ, tai $m\frac{\lambda}{a} = \alpha - \alpha_0$ bus didesnis už vienetą; bet to negali būti. Paprastai santykis $\frac{a}{\lambda}$ neturi būti didesnis už 10. Nuo gardelės užlenkiamųjų centrų skaičiaus priklauso spektrų apšviestumas bei gardelės skiriamoji galia; čia kalbamose tiesinėse gardelėse pastaroji yra proporcinga užlenkiamųjų centrų skaičiui.

Užlenkiamieji centrai gali būti išdėstyti plokštumoje, pvz., pasiskirstę eilėmis, lygiagretėmis su stačiakampių koordinačių ašimis. Tada jie sudaro *plokščią gardelę*. Tokią gardelę sudaro, pvz., tankiai suausto audeklo mažytės skylutės tarp siūlų. Tegu įspindusio į plokščią gardelę ir užlenkto lygiagrečių spinduliu pluošto krypties, t. y. kampų, kuriuos sudaro jie su gardelės kryptimis (x ir y ašimis), kosinusai yra atitinkamai α_0, α ir β_0, β. Tuomet užlenktų spindulių šviesias interferencijos juostas turėsime tose vietose, kur

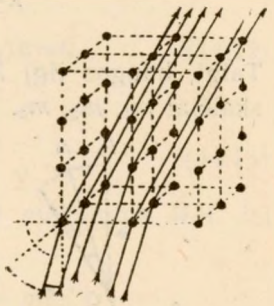
$$a(\alpha-\alpha_0)=m_1\lambda \qquad (44,4)$$

ir

$$a(\beta-\beta_0)=m_2\lambda.$$

Čia m_1 ir m_2 yra sveikieji skaičiai, a — gardelės konstanta, λ — bangos ilgis. Gausime daug spektrų: m_1 ir m_2 nusakys spektrų eilę; kai $m_1=m_2=0$, turėsime nulinės (00) eilės spektrą — neužsilenkusių spindulių pluoštą; kai $m_1=0$, $m_2=1$ arba $m_2=0$, $m_1=1$ — pirmos (01) arba (10) eilės ir t. t. Gardelės skiriamoji galia priklauso nuo jos užlenkiamųjų centrų skaičiaus.

Pagaliau užlenkiamieji centrai gali būti išdėstyti erdvėje tam tikra tvarka, pvz., eilėmis, lygiagretėmis su stačiakampių koordinačių sistemos ašimis (134 pav.); tuomet jie sudaro *erdvinę gardelę*. Tegu įspindusio lygiagrečių spindulių pluošto krypties (t. y. jo kampų su koordinačių ašimis x, y, z) kosinusai yra α_0, β_0, γ_0. Praėję pro gardelę, spinduliai užsilenkia ir nueina į visas puses, taigi, ir kryptim, kurios kampų, sudarytų su koordinačių ašimis, kosinusai yra α, β, γ. Užlenkti minėtąja kryptimi spinduliai sudaro vientisinį pluoštą. Bet jis tik tuomet yra pakankamai stiprus, kai visų centrų užlenktos šia kryptimi bangos turi tą pačią fazę, taigi, kai bangų išeiti keliai skiriasi dydžiu, kartotiniu bangos ilgio λ, vadinasi, kai



134 pav.

$$\begin{aligned} a(\alpha-\alpha_0)&=m_1\lambda,\\ a(\beta-\beta_0)&=m_2\lambda,\\ a(\gamma-\gamma_0)&=m_3\lambda, \end{aligned} \qquad (44,5)$$

čia m_1, m_2, m_3 — yra sveikieji skaičiai, a — gardelės konstanta. Vadinasi, bet kuria kryptimi užlenktą spindulių pluoštą nusako šie m_1, m_2, m_3 — eilės skaičiai. Erdvinė gardelė užlenkia kai kurio ilgio bangas tik tam tikra griežtai nusakyta kryptimi; taigi, čia spektre jau nebeturėsime visokių bangų ilgių spindulių, bet tik monochromatinį spindulių pluoštą. Erdvinė gardelė veikia kaip monochromatorius, kurs bet kuria kryptimi nukreipia tik tam tikro bangos ilgio spindulius. Iš (44,5) gauname:

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 + m_1 \frac{\lambda}{a}, \\ \beta &= \beta_0 + m_2 \frac{\lambda}{a}, \\ \gamma &= \gamma_0 + m_3 \frac{\lambda}{a}. \end{aligned} \tag{44,6}$$

Pakėlę kvadratu ir sudėję, turime:

$$\begin{aligned} 1 = 1 &+ 2(m_1\alpha_0 + m_2\beta_0 + m_3\gamma_0)\frac{\lambda}{a} + \\ &+ (m_1^2 + m_2^2 + m_3^2)\frac{\lambda^2}{a^2}, \end{aligned} \tag{44,7}$$

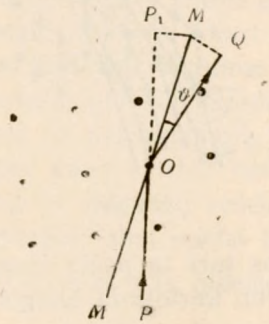
nes

$$\alpha_0^2 + \beta_0^2 + \gamma_0^2 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1.$$

Iš čia

$$\lambda = -2a\frac{m_1\alpha_0 + m_2\beta_0 + m_3\gamma_0}{m_1^2 + m_2^2 + m_3^2}. \tag{44,8}$$

Taigi, bangos ilgį λ vienareikšmiai nusako α_0, β_0, γ_0 ir eilės skaičiai m_1, m_2, m_3. Kai α_0, β_0, γ_0 yra pastovūs, tai kurios nors eilės (esant tam tikroms m_1, m_2, m_3 reikšmėms) spektre turėsime tik vieną bangą.



135 pav.

Spindulių difrakciją erdvinėje gardelėje galima aiškinti, kaip jų atsispindėjimo nuo tam tikros gardelės plokštumos. Tegu įspindęs į gardelę spindulys PO yra užlenkiamas ir nueina kryptimi OQ, kuri su pirmine spindulio kryptimi sudaro kampą $P_1OQ = 2\vartheta$ (135 pav.). Jei MM yra vidurinė plokštuma, kuri su OP ir OQ sudaro kampą ϑ, tai galima sakyti, kad spindulys OP atsispindi nuo šios plokštumos MM ir nueina kryptimi OQ. Spindesio kampas ϑ priklauso nuo λ

ir m_1, m_2 ir m_3. Kai įspindusio ir užlenkto spindulių ir koordinačių ašių x, y, z krypčių sudaromų kampų kosinusai yra atitinkamai α_0, β_0, γ_0 ir α, β, γ, tai

$$\cos 2\vartheta = \alpha_0\alpha + \beta_0\beta + \gamma_0\gamma. \tag{44,9}$$

Pakėlę kvadratu ir sudėję lygtis (44,5), gausime;

$$(\alpha-\alpha_0)^2+(\beta-\beta_0)^2+(\gamma-\gamma_0)^2 = 2-2\cos 2\vartheta =$$

$$= 4\sin^2\vartheta = (m_1^2+m_2^2+m_3^2)\frac{\lambda^2}{a^2}.$$

Iš čia

$$\sin\vartheta = \frac{\lambda}{2a}\sqrt{m_1^2+m_2^2+m_3^2}. \tag{44,10}$$

Atsispindėjimo plokštumoje yra išdėstyti gardelės užlenkiamieji centrai; tokią plokštumą vadiname *gardelės plokštuma*. Tegu taško M koordinatės yra x, y, z. Jei koordinačių sistemos pradžia yra taške O ir tiesės $OP_1 = OQ = 1$, tai taškų P_1 ir Q koordinatės atitinkamai bus α_0, β_0, γ_0 ir α, β, γ. Tuomet

$$MP_1^2 = (x-\alpha_0)^2+(y-\beta_0^2)+(z-\gamma_0)^2$$

ir (14,11)

$$QM^2 = (x-\alpha)^2+(y-\beta)^2+(z-\gamma)^2;$$

taigi,

$$(\alpha-\alpha_0)x+(\beta-\beta_0)y+(\gamma-\gamma_0)z = 0, \tag{14,12}$$

arba, atsižvelgiant į lygtis (44,6),

$$m_1x+m_2y+m_3z = 0. \tag{44,13}$$

Ši lygtis nusako vidurinę (atsispindėjimo) plokštumą MM. Jei m_1, m_2, m_3 turi bendrą daliklį m, tai

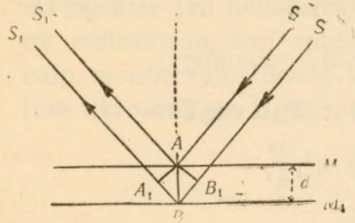
$$m_1 = mm_1^*, \quad m_2 = mm_2^*, \quad m_3 = mm_3^*.$$

Tuomet m_1^*, m_2^*, m_3^* bus paprasti skaičiai. Taigi

$$m_1^*x+m_2^*y+m_3^*z = 0. \tag{44,14}$$

Ši lygtis parodo, kad bet kuri kita plokštuma, lygiagretė su MM plokštuma, stačiakampių koordinačių ašyse atkerta atkarpas, kurių ilgiai santykiuoja kaip paprastų skaičių atvirkštiniai dydžiai; jie vadinami *plokštumos indeksais*. Racionalinių indeksų dėsnis kristalografijoje sako, kad tokių indeksų plokštumos

kristaluose yra kristalų gardelės plokštumos. Taigi, jei spindulių pluoštas, praeidamas pro kristalą, užsilenkia, tai į spindulių užlenkimą galima žiūrėti, kaip į jų atsispindėjimą nuo kristalo gardelės plokštumos.



136 pav.

Aiškinant užlenkimą, kaip spindulių atsispindėjimą nuo tam tikros vidurinės plokštumos, supaprastėja lygtis, nusakanti šviesių interferencijos juostų vietas. Tegu du lygiagretūs spinduliai SA ir SB, atsispindėję nuo plokštumų M ir M_1, tarp kurių nuotolis $AB = d$, nueina kryptim AS_1 ir BS_1 (136 pav.). Jų nueitų kelių skirtumas bus lygus

$$A_1B + BB_1 = 2AB \cdot \sin\vartheta = 2d \cdot \sin\vartheta; \qquad (44{,}15)$$

čia ϑ yra kampas, kurį sudaro spindulys su atsispindėjimo plokštuma. Taigi, šviesios interferencijos juostos bus ten, kur

$$2d \cdot \sin\vartheta = m\lambda, \qquad (44{,}16)$$

m yra sveikasis skaičius; $m = 1, 2, 3 \ldots$

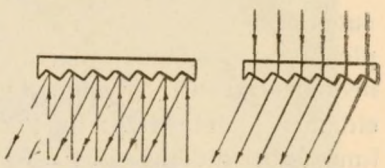
Sugretinę lygtį (44,16) su (44,15) gauname:

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{a}\sqrt{m_1^{*2} + m_2^{*2} + m_3^{*2}}. \qquad (44{,}17)$$

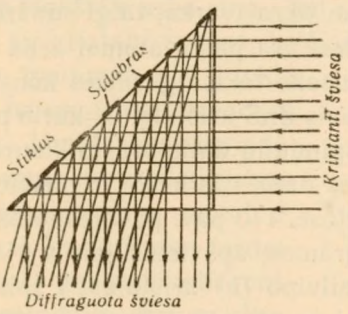
Tokia trumpa bangų difrakcijos gardelėse teorija. Bet kurias bangas galime užlenkti, reikia tik parinkti tinkamos konstantos gardelę. Jei norėsime užlenkti trumpas (kelių cm arba mm) elektrines bangas, teks imti vielinę gardelę. Regimai šviesai užlenkti dažniausiai naudojamos paprastos gardelės. Stiklo plokštelėje įbrėžiami vienas prie kito rėžiai, kurie ir yra užlenkiamieji centrai. 1 milimetre įbrėžiama iki 800—1000 tokių rėžių; taigi, tokių gardelių konstanta $a = 1{,}2—1$ mikronas (μ). Trumpesnių ilgių bangoms, k. a. rentgeno arba γ-spinduliams, užlenkti yra naudojamos natūralios kristalų gardelės. Jose užlenkiamieji centrai yra jonai ir atomai; tokių gardelių konstantos yra žymiai mažesnės. Pavyzdžiui, NaCl kristalo gardelės konstanta $a = 2{,}8 \cdot 10^{-8}$ cm.

§ 45. FAZINĖ DIFRAKCINĖ GARDELĖ

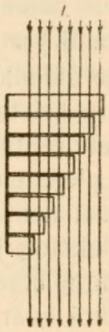
Apskritai, difrakciniame spektre didžiausia energija yra sukaupta nulinės eilės spektre. Spektro eilei didėjant, energija staigiai mažėja, todėl difrakcinių spektrinių prietaisų šviesingumas yra silpnas. Relejus nurodė, kad energijos pasiskirstymą difrakciniuose spektruose galima pakeisti, sudarius kiekvieno gardelės rėžio riboje papildomą eigos skirtumą. Šiuo tikslu gardelės rėžių vagelėms suteikiama tokia forma (137 pav.), kad praeinantieji bei atsispindintieji nuo rėžio vagelės kraštų spinduliai įgytų papildomą eigos skirtumą, einant nuo vieno vagelės krašto prie kito. Parenkant rėžio vagelės formą, galima energiją sukaupti bet kurios eilės difrakciniame spektre, sumažinant kitų, jų tarpe ir nulinės, eilių spektrų šviesingumą. Šios rūšies gardelės yra iš esmės *fazinės*; jų atskiri elementai skiriasi ne šviesos atspindžio arba pralaidumo pajėgumu, kuris turi įtakos amplitudei, bet savo ypatybe keisti bangos fazę. Šiuo atveju fazės kitimą sąlygoja gardelės elementų geometrinė forma.



137 pav.



138 pav.



139 pav.

Bangos fazę galime pakeisti, keisdami šviesą praleidžiančio sluoksnio lūžimo rodiklį, palikdami vienodą sluoksnio storį. Tokios gardelės susidaro, sklindant ultragarso bangoms skystyje. Bangos suslėgimo bei išretinimo vietose susidaro tankesni bei retesni skysčio sluoksniai, turintieji skirtingą lūžimo rodiklį.

Kai kuriose fazinėse gardelėse fazė kinta, atsispindint šviesai nuo stiklo bei metalo paviršių. Šiuo tikslu ant stiklo prizmės įstrižainės užgarinamos sidabro juostelės, perskirtos pliko stiklo tarpeliais (138 pav.). Šviesa atsispindi beveik vienodai nuo abiejų rūšių juostelių, bet, atsispindint nuo stiklo ir metalo, fazės skiriasi.

Laiptinis Maikelsono ešeletas taipgi yra fazinė gardelė. Jis sudėtas iš storų (1—2 cm storio) lygiagrečių sienelių stiklo plokštelių su vienodo pločio iškyšuliais (139 pav.). Ešeletas turi nedaug (iki 30) „plyšių". Lygiagretus spindulių pluoštas, praeidamas ešeletą, laiptelių kraštuose užsilenkia. Šia gardele galima gauti didelės eilės difrakciniai spektrai, nes joje susidaro dideli (iki tūkstančių λ) eigos skirtumai tarp spindulių pluoštų.

§ 46. RENTGENO SPINDULIŲ DIFRAKCIJA

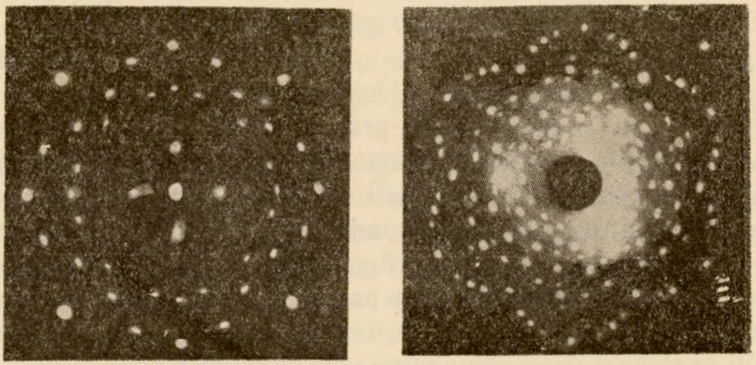
Praretintų dujų vamzdyje staigiai sulaikomas elektronų srautas sukelia trumpų bangų elektromagnetinį spinduliavimą — rentgeno spindulius (II dal. § 62). Ilgesnį laiką rentgeno spindulių prigimtis buvo neaiški. Visi bandymai juos užlenkti, nušviečiant jais tiesines difrakcines gardeles, iš pradžių nepavyko. Atrodė, kad jų negalima užlenkti ir kad jie neinterferuoja. Ir tik praslinkus beveik 20-čiai metų nuo jų atradimo, 1912 m. Lauei pasisekė juos užlenkti, nušvietus jais kristalą. Kristaluose atomai arba jonai yra išdėstyti tam tikra tvarka, taigi sudaro gardelę, kurioje užlenkiamieji centrai yra patys atomai arba jonai. Nuotolis tarp kristalo atomų nusako tokios gardelės konstantą. Lauė nušvietė rentgeno spinduliais ZnS kristalą, už kurio padėjo fotografinę plokštelę. Didesnė spindulių dalis praėjo kiaurai pro kristalą, visai neužsilenkusi, bet dalis užsilenkė ir nušvietė fotografinę plokštelę įvairiose vietose. 140 pav. pavaizduotos rentgeno spindulių užlenkimo diagramos, apšvietus jais vyriausios ašies kryptimi kvarco (*a*) bei silvino (*b*) kristalus. Į spindulių užlenkimą galime žiūrėti kaip į jų atsispindėjimą nuo kristalo plokštelės plokštumų (§ 44). Taip atsispindėjusiems spinduliams interferuojant, didžiausią apšviestumą gauname ten, kur (44,16)

$$2d \cdot \sin \vartheta = m\lambda, \qquad (46,1)$$

čia m — difrakcijos spektro eilės skaičius, λ — bangos ilgis, d — nuotolis tarp kristalo gardelės plokštumų, ϑ — spindesio kam-

pas. Kai d yra žinomas, galime surasti užlenktųjų spindulių bangos ilgį λ.

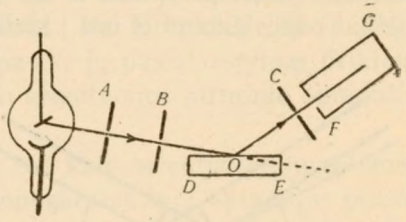
Rentgeno spindulių bangos ilgiai matuojami įvairiais būdais. Dažnai naudojamas spektrometrinis metodas, kuris sėkmingai taikomas ir kristalų struktūrai tirti. Praėjęs pro plyšius A ir B,



a b

140 pav.

plonas rentgeno spindulių pluoštas nušviečia kristalo plokštelę DE, kuri yra taip padėta ant goniometro stalelio, kad pro jos priešakinę plokštumą eitų sukamoji ašis O (141 pav.). Užsilenkę spinduliai, praėję plyšį C, nušviečia lanku išlenktą fotografinę plokštelę arba eina į jonizacijos kamerą FG. Goniometro stalelį su kristalu sukant, keičiamas kritimo kampas, taigi kameroje gauname vis kitokių ilgių bangų interferencijos juostas. Išmatavę atsispindėjimo kampą ir suradę kristalo gardelės plokštumų nuotolį d, galime iš Vulfo-Brego formulės (46.1) apskaičiuoti rentgeno spindulių bangų ilgį.



141 pav.

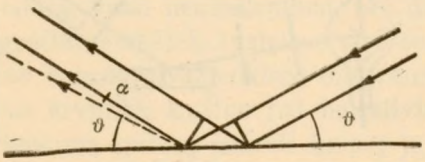
Matuojant spektrometriniu metodu, reikia turėti didesnį monokristalo gabalėlį su daugiau arba mažiau taisyklingomis sienelėmis. Be to, kristalas turi būti labai gerai centruotas, kad, jį sukant, sukimo ašis eitų kristalo priešakine sienele. Tik tada galėsime gauti tikslesnius tyrimo duomenis. Tačiau ne visada galime šias sąlygas išlaikyti.

Todėl kartais kristalas nesukamas, bet nušviečiamas prasiskleidžiančiu spindulių pluoštu, arba susmulkinamas į gabalėlius, ir jo milteliai nušviečiami. Tada spinduliai krinta įvairiais kampais į kristalo gardelės plokštumas ir, atsispindėję nuo jų ir interferuodami, sudaro difrakcinius spektrus. Pastarasis, Debajaus ir Šererio sukurtas, būdas labiau tinka kristalų struktūrai tirti.

Kietieji rentgeno spinduliai giliai įsiskverbia į kristalą ir atsispindi tik nuo gilesnių vidinių kristalo gardelės plokštumų. Tuomet sunku yra nustatyti atsispindėjimo plokštumą, todėl tiriamas ne atsispindėjusių, bet praėjusių pro kristalą ir užsilenkusių spindulių spektras. Minkštuosius rentgeno spindulius jau absorbuoja oras; juos reikia tirti vakuume. Šiam tikslui naudojami vakuuminiai rentgeno spindulių spektrografai.

Rentgeno spindulių bangų ilgiai, išmatuoti spindulius užlenkiant kristaluose, yra tam tikra prasme hipoteziniai, nes kristalų gardelės konstantos bei jos plokštumų nuotolio tiesiogiai išmatuoti negalima. Juos reikia skaičiuoti aplinkiniu keliu iš kristalo tankio ir Avogadro skaičiaus. Bet 1923 m. Komptonas nurodė, kad rentgeno spindulius galima užlenkti, naudojantis optinėmis (tiesinėmis) gardelėmis.

Ilgą laiką buvo manyta, kad rentgeno spinduliai, pereidami skirtingų aplinkų skiriamąjį paviršių, nelūžta. Tačiau vėliau buvo pastebėta, kad ilgesnių (2—3 Å) bangų spinduliams Vulfo—Brego lygtis ne visai tinka, ir šis nukrypimas aiškinamas spindulių lūžimu; išvesdami šią lygtį, laikėme lūžimo rodiklį $n=1$. Iš nukrypimo pobūdžio išeina, kad rentgeno spindulių lūžimo rodiklis, jiems pereinant iš oro į kristalą, yra mažesnis už vienetą. Todėl, įeidami iš oro į kietą kūną, rentgeno spinduliai gali visiškai atsispindėti, jei jų kritimo kampas bus didesnis už ribinį kritimo kampą. Komptonas, tyrinėdamas rentgeno spindulių savybes, stebėjo tokį rentgeno spindulių visišką atsispindėjimą.



142 pav.

Rentgeno spindulių visiško atsispindėjimo reiškinys leidžia gauti tų spindulių spektrus, naudojantis tiesine difrakcine gardele. Ji naudojama kaip atspindimoji gardelė, nukreipus į ją mažu (nuo 10′ iki 3°) spindesio kampu spindulių pluoštą, nes

ribinis kampas yra arti 90°. Tik gardelės konstanta turi būti kiek didesnė už optinių gardelių konstantą a, nes, esant mažiems spindesio kampams, tiesinės gardelės efektyvi konstanta bus lygi $a \cdot \sin \vartheta$. 142 pav. pavaizduota kritusių spindesio kampu ϑ ir užlenktų kampu $\vartheta+\alpha$ spindulių eiga. Šviesias interferencijos juostas turėsime kryptyje, kur

$$a[\cos \vartheta - \cos(\vartheta+\alpha)] = m\lambda \qquad (46,1)$$

arba

$$2a \cdot \sin^2 \frac{2\vartheta+\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2} = m\lambda. \qquad (46,1a)$$

Šiuo būdu užlenkus rentgeno spindulius, galime surasti absoliutinį jų ilgį, nes gardelės konstantą a galime išmatuoti komparatorium arba kuriuo optiniu metodu, o kampus ϑ ir $\vartheta+\alpha$ taipgi galime surasti dideliu tikslumu. Tokio rentgeno spindulių bangų ilgių matavimo būdo tikslumas siekia 0,002÷0,004%.

Rentgeno spindulių difrakcija yra plačiai taikoma kristalinių medžiagų struktūrai tirti. Rentgenine struktūrine analize galima nustatyti atomų bei molekulių pasiskirstymą kietame, o kartais ir skystame kūne. Turime keletą rentgeninės struktūrinės analizės metodų. Vienais metodais tiriant, medžiaga peršviečiama „baltąja" tolydinio spektro šviesa, kitais — monochromatine šviesa.

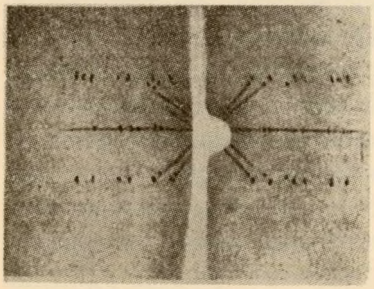
1. *Laues metodas.* Peršviečiant nejudamą kristalą „baltuoju" rentgeno spinduliavimu, nuo kiekvienos kristalo gardelės plokštumos atsispindi atitinkamo, nusakomo lygties (46,1), bangos ilgio spinduliai. Kadangi skirtingų indeksų plokštumos kristale nukreiptos įvairiomis kryptimis, tai ir nuo jų atsispindėję spinduliai nueina įvairiomis kryptimis. Jie fotoplokštelėje palieka įvairaus stiprumo dėmes (140 pav.); jų pasiskirstymas priklauso nuo kristalo simetrijos bei jo orientacijos pirminio spindulių pluošto atžvilgiu.

2. *Spektrometrinis metodas.* Bet kaip orientuotas nejudamas monokristalas peršviečiamas monochromatiniu spindulių pluoštu. Spinduliai atsispindi nuo kristalo plokštumų tik tada, kai esti tenkinama lygtis (46,1). To pasiekiame, sukdami kristalą aplink einančią kristalo išorine sienele ašį, kaip daroma, tiriant rentgeno spindulių spektrus. Atsispindėjusių spindulių pėdsakai susidaro siauroje, juosiančioje sukamą kristalą fotojuostelėje.

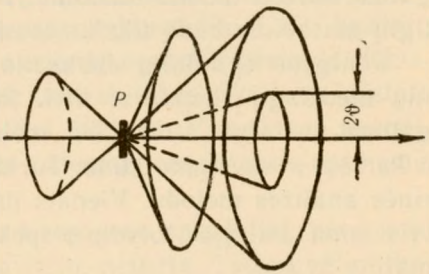
3. *Sukamo kristalo metodas.* Kristalas sukamas aplink ašį, turinčią palyginti paprastus racionalinius indeksus. Tada

gauname fotoplokštelėje ne tik pėdsakus spindulių, atsispindėjusių nuo gardelės plokštumų, lygiagrečių su viena išorinių kristalo sienelių, bet ir atsispindėjusių nuo kitų tai pačiai zonai priklausančių plokštumų. Gali atsispindėti spinduliai ir nuo plokštumų, pakrypusių į sukimo ašį, jeigu sukamos plokštumos sudaro su krintančiu spinduliu kampus, tenkinančius Vulfo—Brego lygtį (46,1). Skaičiavimai ir tyrimai rodo, kad, taikant šį metodą, spindulių pėdsakai fotoplokštelėje išsidėsto lygiagretėse tiesėse (143 pav.). Sukamo kristalo rentgenogramų analizė suteikia patikimiausius duomenis apie tiriamo kristalo struktūrą.

Kad galėtume naudotis čia suminėtais metodais, reikia turėti palyginti didelių (nuo 0,01 iki 0,1 mm) tiesinių matmenų mono-



143 pav.



144 pav.

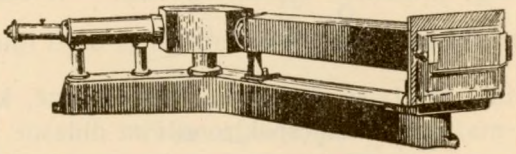
kristalus. Tačiau metalurgijoje ir kitur dažniausiai tiriamos polikristalinės medžiagos, kurių kristalitų tiesinis dydis neprašoka 10^{-3} mm. Jeigu polikristalinės medžiagos stripelį nušviesime „baltąja“ rentgeno šviesa, tai negausime aiškių interferencijos juostų, nes kristalitai yra pakrypę įvairių įvairiausiomis kryptimis. Kiekvienas kristalitas duos savo rentgenogramą, tačiau jos bus silpnos ir susilies, sudarydamos fotoplokštelėje šydą, šviesėjantį einant į plokštelės pakraštį. Kitokį vaizdą gauname nušvietę stripelį P monochromatiniais rentgeno spinduliais. Šiuo atveju spinduliai atsispindės tik nuo kai kurių kristalitų, kurie bus pakrypę taip, kad būtų tenkinama Vulfo—Brego lygtis. Turint tam tikro dydžio θ, atsispindėję nuo kristalitų spinduliai eis kūgio sudaromosios kryptimi, kurio ašis yra pirminio spindulio kryptis (144 pav.). Kūgio viršūnės kampas lygus 4θ. Tokie kūgiai gaunami visoms kristalo plokštumoms, nuotolis tarp

kurių $d > \frac{\lambda}{2}$. Kai atspindinčių spindulius kristalitų daug, gaunami tolydiniai kūgiai.

Jei fotoplokštelę padėsime statmenai pirminiams spinduliams, tai, ją išryškinę, turėsime įvairaus stiprumo koncentrinius apskritimus. Kartais tikslingiau turėti labai smulkius kristalėlius. Tada stambiakristalinę medžiagą sutrina į miltelius ir padaro jų rentgenogramą. Miltelių metodas ypač tinka tais atvejais, kai neieškoma kristalinės struktūros, pvz., tiriant kietus lydinius, daugiafazes sistemas, įtempimus sistemose ir kt.

§ 47. SPEKTRINIAI PRIETAISAI

Kad galima būtų palyginti įvairių spektrinių prietaisų (difrakcinių ir prizminių spektrometrų (145 pav.), interferometrų ir kt.) veikimą bei pasirinkti tinkamiausią būdą tam arba kitam klausimui tirti, reikia nusakyti jų būdingąsias ypatybes. Spektrinius prietaisus apibūdiname tokiais dydžiais.



145 pav.

1. *Dispersija.* Spektriniais prietaisais, paprastai, nustatome dviejų artimų spektro sričių arba spektro linijų bangų ilgių skirtumą. Spektro srities padėtį nurodo jos spindulių kryptis.

Spektrinio prietaiso dispersiją D nusako kampinis nuotolis tarp dviejų spektro sričių arba linijų, kurių bangų ilgiai skiriasi 1 Å. Jei dviejų kaimyninių spektro linijų bangos ilgiai skiriasi $\Delta\lambda$, o kampinis nuotolis tarp jų yra $\Delta\alpha$, tai prietaiso *kampinė dispersija*

$$D = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}. \qquad (47,1)$$

Spektro linijas stebime ekrane arba fotoplokštelėje. Todėl kampinę dispersiją, paprastai, pakeičiame *tiesine*. Pažymėkime

nuotolį tarp spektro linijų Δs, projektuojančio spektrą ekrane lęšio židinio nuotolį f; tada $\Delta s = f \cdot \Delta\alpha$. Tiesinė dispersija

$$D' = f\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}. \qquad (47,2)$$

Ji, paprastai, išreiškiama milimetrų skaičiumi, atitinkančiu vieną angstremą. Praktikoje spektrinį aparatą apibūdiname atvirkščiu dydžiu: angstremų skaičiumi, atitinkančiu vieną ekrano arba fotoplokštelės milimetrą.

Paimkime dvi artimas ir labai siauras spektro sritis, pvz., dvi spektro linijas, kurių bangos ilgiai yra λ_1 ir λ_2. Šviesių interferencijos juostų padėtį difrakciniame spektre nusako lygtis (43,2)

$$d \cdot \sin\alpha = m\lambda.$$

Išdiferencijuokime ją pagal α, tuomet gausime:

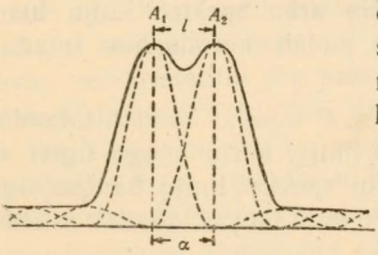
$$d \cdot \cos\alpha \cdot d\alpha = m \cdot d\lambda$$

ir

$$D = \frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos\alpha}, \qquad (47,3)$$

taigi spektrinio prietaiso dispersija tuo didesnė, kuo gardelės konstanta d mažesnė ir kuo spektro eilė m didesnė.

2. *Skiriamoji galia.* Didelė spektrinio prietaiso dispersija dar ne visada leidžia atskirti dvi gretimas λ_1 ir λ_2 bangos ilgių spektro sritis arba spektro linijas. Šiuo atžvilgiu labai svarbus iš šviesios interferencijos juostos perėjimas į tamsią juostą. Vienuose prietaisuose jis yra staigesnis, kituose — mažiau staigus. Perėjimo staigumas priklauso nuo prietaiso konstrukcijos. Kad galima būtų išskirti dvi gretimas spektro linijas, reikalinga, kad nuotolis l tarp jų šviesių interferencijos juostų A_1 ir A_2 būtų didesnis už nuotolį α tarp atskiros spektro linijos šviesios ir tamsios interferencijos juostų (146 pav.), taigi $l \geqslant a$. Pagal Relejų dvi spektro sritys arba linijos laikomos visai išskirtos tada, kai



146 pav.

pirmosios srities šviesi juosta užkloja antrosios tamsią. Mažiausias nuotolis tarp sričių $\delta\lambda$, išreikštas bangos ilgiu, kuris tenkina minėtą sąlygą, nusako spektrinio aparato *skiriamąją galią*. Ji yra tuo didesnė, kuo nuotolis tarp šviesių juostų yra didesnis ir kuo griežtesnės yra tos juostos, taigi kuo spektro eilė m yra didesnė ir kuo didesnis interferuojančių spindulių (gardelės rėžių) skaičius.

Skiriamoji galia išreiškiama vidutinio bangos ilgio λ santykiu su paimtojo tarp bangų ilgio skirtumu $\delta\lambda$, $A = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$. Iš pradžių suraskime difrakcinės gardelės skiriamąją galią. m — eilės λ_1 ir λ_2 bangų šviesių interferencijos juostų padėtį nusakys šios lygtys:

$$d \cdot \sin \alpha'_m = m\lambda_1 \text{ ir } d \cdot \sin \alpha''_m = m\lambda_2. \qquad (47,4)$$

Kad pereitume iš ilgio λ_2 bangos m-sios šviesios juostos į gretimą tamsią, reikia kryptį pakeisti tiek, kad eigos skirtumas pakitėtų $\frac{\lambda_2}{N}$; čia N — interferuojančių spindulių (gardelės rėžių) skaičius. Taigi ilgio λ_2 bangos m-oji tamsi juosta stebima kryptimi α_m ir

$$d \cdot \sin \alpha_m = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N}.$$

Relejaus sąlyga reikalauja, kad $\alpha'_m = \alpha_m$, taigi

$$m\lambda_1 = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N} \text{ arba } \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = mN. \qquad (47,5)$$

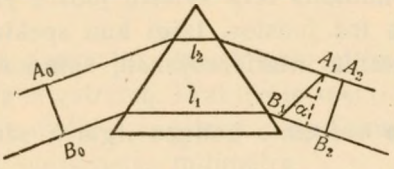
λ_1 ir λ_2 mažai tarp savęs skiriasi; pažymėkime $\lambda_1 - \lambda_2 = \delta\lambda$. Tada

$$A = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \qquad (47,6)$$

Difrakcinės gardelės didelę skiriamąją galią sukelia didelis jos rėžių skaičius N; m, paprastai, esti nedidelis (2—3). Interferenciniuose spektroskopuose N nedidelis (neprašoka 20—30), tačiau m yra didelis, dešimčių tūkstančių eilės. Sandauga mN išreiškia eigos skirtumą tarp šviesos pluošto kraštinių spindulių prietaise.

O dabar suraskime prizmės skiriamąją galią. Tegu į prizmę krinta lygiagrečių spindulių pluoštu dviejų artimų spektro linijų

bangos ilgio λ_1 ir λ_2 šviesa (147 pav.). Šių spindulių bangos paviršius yra plokštuma A_0B_0. Išlaikant mažiausio spindulių nuokrypio sąlygą, spinduliai išeis iš prizmės, simetriškai nukrypę, o pačioje prizmėje sklis lygiagrečiai su prizmės pagrindu. Kai λ_1 ir λ_2 ilgio bangų lūžimo rodikliai n_1 ir n_2 yra nevienodi, tai, praėjus spinduliams pro prizmę, bangų paviršiai išsiskirs, ir ilgio λ_1 bangų paviršius bus A_1B_1, o ilgio λ_2 — A_2B_2. Jei šviesos pluošto kraštiniai spinduliai prizmėje nueis kelius l_1 ir l_2 tai



147 pav.

$$A_1A_2 = l_2(n_1 - n_2) = l_2 \cdot \delta n$$

ir (47,7)

$$B_1B_2 = l_1(n_1 - n_2) = l_1 \cdot \delta n,$$

čia $n_1 - n_2 = \delta n$. Pažymėkime kampą tarp A_1B_1 ir A_2B_2 α. Iš 147 pav. matyti, kad

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{B_1B_2 - A_1A_2}{A_2B_2} = \frac{l_1 - l_2}{h}\delta n,$$

čia $A_2B_2 = h$ yra krintančių spindulių pluošto plotis. Kampas α yra labai mažas, todėl $\operatorname{tg}\alpha \approx \alpha$. Antra vertus, nukreiptų spindulių kryptis nusakoma lygties $h \cdot \sin\alpha = \lambda$; taigi $\alpha \approx \frac{\lambda}{h}$, todėl

$$(l_1 - l_2)\delta n = \lambda. \qquad (47,8)$$

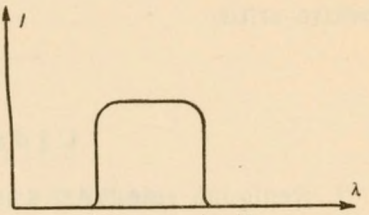
Kai spinduliai krinta į visą prizmės sienelę, l_1 bus lygus prizmės pagrindui b, o $l_2 = 0$. Tuomet $b \cdot \delta n = \lambda$ ir prizmės skiriamoji galia

$$A = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = b\frac{\delta n}{\delta\lambda}. \qquad (47,9)$$

Jei prietaise turime kelias prizmes, tai jo skiriamoji galia bus lygi prizmių skiriamųjų galių sumai.

3. *Dispersijos sritis.* Paprastai, tiriame tam tikro pločio spektrinę sritį, kurios šviesos bangos ilgiai kinta tarp λ ir $\lambda + \Delta\lambda$ (148 pav.). Imant didesnės (m) eilės spektrus, atskirų srities

dalių spektrai pradeda užsikloti. Kiekvienam spektriniam prietaisui yra būdingas spektrinis plotis $\Delta\lambda$, kada dar galime stebėti jos dalių atskiras neužsiklojančias šviesias ir tamsias interferencijos juostas. Tokį srities plotį vadiname prietaiso *dispersijos sritimi.*



148 pav.

Tegu tiriamosios spektro srities profilis turi pavaizduotą 148 pav. formą. Jo dešinės $(\lambda+\Delta\lambda)$ briaunos m-tos eilės šviesios interferencijos juostos vietą nusako lygtis

$$d \cdot \sin \alpha_m = m(\lambda+\Delta\lambda),$$

o kairės (λ) briaunos $(m+1)$-os eilės

$$d \cdot \sin \alpha_{m+1} = (m+1)\lambda.$$

Gretimų sričių šviesios interferencijos juostos pradeda užsikloti, ir vaizdas darosi nebeaiškus, kai

$$\alpha_m = \alpha_{m+1}$$

arba

$$m(\lambda+\Delta\lambda) = (m+1)\lambda. \qquad (47,10)$$

Taigi spektrinio prietaiso dispersijos sritis

$$G = \Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}. \qquad (47,11)$$

Dispersijos sritis yra atvirkščiai proporcinga interferencijos spektro eilei.

Liumerio—Gerkės, Fabri—Pero, Maikelsono ir kt. interferometrais stebimos interferencijos juostos susidaro, esant dideliam eigos skirtumui $(m = 1000 \div 10000)$; šių prietaisų dispersijos sritis yra labai siaura ir tesiekia angstremo dalis. Šiais prietaisais galime tirti tik labai monochromatinę šviesą, pvz., praretintų dujų spinduliuojamas žemose temperatūrose siauras spektro linijas.

Difrakcinėmis gardelėmis gaunami tik 2-os bei 3-ios eilės spektrai, todėl gardelių dispersijos sritis yra plati. Difrakcinėmis gardelėmis galime tirti plačias (tūkstančių angstremų) spektro sritis.

Uždaviniai

1. Rentgeno spinduliai krinta į $CaCO_3$ kristalą. Mažiausias spindesio kampas (tarp kristalo sienelės ir rentgeno spindulių krypties), kada dar stebime spindulių atsispindėjimą, $\vartheta = 2°36'$. Reikia surasti rentgeno vamzdžio įtampą. Kristalo gardelės konstanta $d = 3{,}04 \cdot 10^{-8}$ cm.

2. Difrakcinės gardelės 1 mm įrėžta 50 rėžių. Koks turi būti gardelės plotis, kad ja galima būtų išskirti 2-os eilės spektre Na D dubletą ($\lambda_1 = 5890$ Å ir $\lambda_2 = 5896$ Å).

3. 3 cm pločio difrakcinės gardelės konstanta yra 3 μ. Kokia jos skiriamoji galia 2-os eilės spektre. Kiek gali skirtis dvi artimos žalioje spektro srityje ($\lambda = 5000$ Å) spektro linijos, kad jas dar galėtume stebėti atskirtas.

4. Spektrografas turi 3 prizmes iš flintstiklo C-3, kurių laužiamasis kampas $\gamma = 60°$, ir $f = 250$ mm židinio nuotolio kameros lęšį. Prizmės yra mažiausio nuokrypio padėtyje F — spindulio atžvilgiu ($\lambda_F = 4861$ Å). Kokia spektrografo tiesinė ir kampinė dispersija.

5. Kokią skiriamąją galią privalo turėti spektrografas, kad išskirtų dvi spektro linijas, kurių bangų skaičiai skiriasi $\Delta\nu_0 = 30$ cm^{-1}. Vidutinis bangos ilgis $\lambda = 4358{,}3$ Å.

6. Reikia surasti Rezerfordo prizmės (304 pav.) skiriamąją galią A spektriniam tarpui tarp spektro linijų D ($\lambda_D = 5890$ Å) ir F ($\lambda_F = 4861$ Å). Prizmė ABD iš flintstiklo C-18, jos pagrindas $AB = 70$ mm; prizmės ACD ir BDE iš kronstiklo C-12, jų pagrindas $CD = DE = 45$ mm. Flintstiklo C-18 lūžimo rodiklių skirtumas $n_F - n_D = 0{,}01975$ ir kronstiklo C-12 $n_F - n_D = 0{,}00619$.

VIII SKYRIUS

ŠVIESOS POLIARIZACIJA

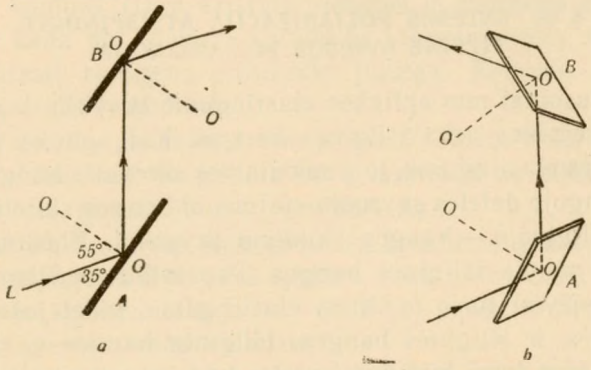
§ 48. ŠVIESOS POLIARIZACIJA ATSISPINDINT. TIESINĖ ŠVIESOS POLIARIZACIJA

Priklausomai nuo aplinkos elastingumo savybių, joje galime sukelti skersines arba išilgines bangas. Kai aplinka pasižymi tiktai šlities elastingumu, joje sukeliamos skersinės bangos. Skersinėje bangoje dalelės svyruoja statmenai bangos sklidimo krypčiai, o išilginėje — bangos sklidimo kryptimi. Elastingo tūrio aplinkoje sukyla išilginės bangos. Paprastai, medžiaginės aplinkos pasižymi tūrio ir šlities elastingumu, todėl jose sklinda ir skersinės, ir išilginės bangos. Išilginės bangos skiriasi nuo skersinių šiuo joms būdingu bruožu, kad jos yra visiškai simetrinės jų sklidimo krypties atžvilgiu. Skersinėje bangoje dalelės svyruoja plokštumoje, statmenoje — bangos sklidimo krypčiai, tačiau pati svyravimo kryptis plokštumoje, paprastai, nėra griežtai nusakyta, taigi banga nėra simetrinė jos sklidimo krypčiai. Ši skersinės bangos asimetriškumo ypatybė turėtų kai kuriomis sąlygomis iškilti aikštėn.

Elektromagnetinių bangų šviesos teorija teigia, kad šviesos bangos yra skersinės. Elektromagnetinėje bangoje elektrinis ir magnetinis vektoriai yra statmeni tarp savęs ir statmeni bangos sklidimo krypčiai. Taigi šviesos bangos yra asimetrinės jų sklidimo krypties atžvilgiu, ir jų asimetrija turėtų pasireikšti, sudarius kai kuriomis kryptimis išskirtines šviesos bangai sklisti sąlygas. Šviesos interferencijos bei difrakcijos reiškiniuose tokių išskirtinių sąlygų neturime, todėl ir bangos skersumo požymio negalėjome pastebėti. Interferencija bei difrakcija yra vienodai būdinga ir skersinėms, ir išilginėms bangoms. Reikia ieškoti kitų būdų išskirtinėms kryptims sudaryti.

Tegu šviesos spindulys krinta į veidrodį *A*, atsispindėjęs nuo jo, sklinda į veidrodį *B* (149 pav.), kur, antrąkart atsispin-

dėjęs, krinta į ekraną. Iš pradžių veidrodžius sustatykime taip, kad spindulių kritimo plokštuma į abu veidrodžius būtų bendra abiem veidrodžiam (149 pav., *a*). Tuomet ekrane matysime šviesų skritulėlį. O dabar veidrodį *B* sukime aplink kryptį *OO* tiek, kad šviesos spindulių kritimo plokštuma pasidarytų statmena jų kritimo į veidrodį *A* plokštumai (149 pav., *b*). Taip sukant veidrodį *B*, šviesaus skritulėlio ekrane apšviestumas silpnėja, ir pagaliau skritulėlis visai išnyksta. Antroje veidrodžio *B* padėtyje



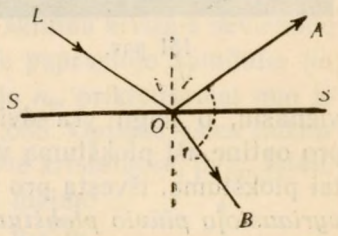
149 pav.

šviesa, atsispindėjusi nuo veidrodžio *A*, nuo *B* visai nebeatsispindi. Taigi šios dvi veidrodžio *B* padėtys (*a* ir *b*) jau atsispindėjusiai nuo veidrodžio *A* šviesai nėra lygiavertės atspindžio atžvilgiu. Jų skirtumą galime taip paaiškinti. Bet kurios linkmės šviesos (taigi ir elektrinio) vektoriaus svyravimą išskaidykime dviem statmenom kryptim: statmena ir lygiagrete su šviesos kritimo plokštuma. Sakykime, kad nuo veidrodžio atsispindi ne bet kokios, bet tik tam tikros išskirtos (kaip tyrimai parodo, statmenos kritimo plokštumai) krypties svyravimai. Tada, kai abiejų veidrodžių kritimo plokštumos yra lygiagretės, šviesa, atsispindėjusi nuo veidrodžio *A*, atsispindės ir nuo veidrodžio *B*. Bet kai veidrodžių kritimo plokštumos yra statmenos, nuo veidrodžio *B* šviesa nebeatsispindės. Šis šviesos atsispindėjimo nuo dviejų veidrodžių tyrimas aiškiai parodo, kad šviesos banga nėra simetrinė jos sklidimo krypties atžvilgiu, taigi ji yra skersinė. Be to, iš tyrimo aiškėja, kad atsispindėjusios nuo veidrodžio šviesos elektrinis vektorius svyruoja tam tikra griežtai nusakyta linkme

(arba bent toji linkmė vyrauja): statmenai šviesos kritimo plokštumai.

Šviesą, kurios elektrinis (taigi ir magnetinis) vektorius svyruoja kai kuria griežtai nusakyta linkme, vadiname tiesiai poliarizuota šviesa, o statmeną šviesos vektoriaus svyravimo linkmei plokštumą — poliarizacijos plokštuma.

Taigi, šviesai atsispindint nuo veidrodžio, gauname visiškai arba bent iš dalies tiesiai poliarizuotą šviesą, kurios poliarizacijos plokštuma yra šviesos kritimo plokštuma. Kritęs į pusskaidrį veidrodį *SS*, pvz., stiklinių plokštelių pluoštą, spindulys *L* iš dalies atsispindi *(A)*, o iš dalies lūžta ir praeina pro jį *(B)* (150 pav.). Praėjusi šviesa bus taipgi tiesiai poliarizuota, tik jos poliarizacijos plokštuma bus statmena šviesos kritimo plokštumai; taigi lūžusios šviesos vektorius svyruoja kritimo plokštumoje.



150 pav.

Tyrimai parodė, kad, atsispindint šviesai, gauname tik iš dalies tiesiai poliarizuotą šviesą. Ir tik paleidus šviesos spindulį kristi į veidrodį tokiu kampu, kad atsispindėjimo ir lūžimo kampų i ir r suma būtų lygi $\frac{\pi}{2}$, atsispindėjusi šviesa bus visiškai poliarizuota. Kai $i+r=\frac{\pi}{2}$, tai lūžimo rodiklis

$$n=\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{\sin i}{\cos i}=\operatorname{tg} i. \qquad (48,1)$$

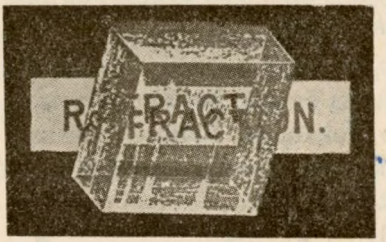
Ši lygtis išreiškia *Briusterio* nustatytą *šviesos visiškos poliarizacijos atsispindint dėsnį.*

Šviesos atsispindėjimas nėra vienintelis būdas tiesiai poliarizuotai šviesai gauti.

§ 49. DVIGUBAS ŠVIESOS LŪŽIMAS. POLIARIZACIJOS PRIETAISAI

Žiūrėdami pro kai kuriuos skaidrius kristalus, matome daiktų dvigubus atvaizdus (151 pav.). Šį reiškinį vadiname *dvigubu šviesos lūžimu.* Jį atrado Bartolinas 1669 m. Šviesą dvigubai laužia daugelis kristalų, k. a. kvarcas, turmalinas, lauko bei

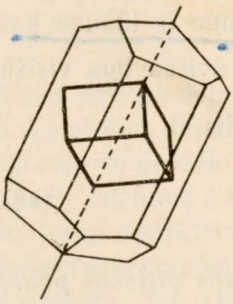
Islandijos špatas ir kt., bet optikoje plačiau naudojamas Islandijos špatas. Islandijos špatas yra $CaCO_3$ junginys; jis kristalizuojasi rombinėje kristalografinėje sistemoje, iš jo kristalų lengvai galima išskelti keturkampių prizmių romboedrus (152 pav.).

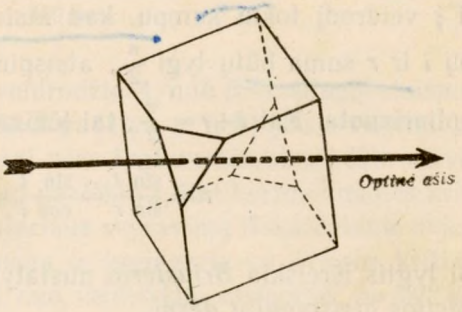


151 pav.

Dviejose, viena prieš kitą gulinčiose kertėse susiduria trys bukų (101°52′) kampų sienelės (153 pav.). Žiūrėdami išilgai linijos, jungiančios šias dvi kristalo kertes, dvigubo atvaizdo negauname. Šią kryptį kristale vadiname jo *optine ašimi.* Jeigu kristale užtinkame tik vieną tokią kryptį, kristalą vadiname vienašiu, o jeigu yra dvi kryptys — dviašiu kristalu. Išvestą pro optinę ašį plokštumą vadiname *pagrindiniu piūviu.* Paprastai plokštumą, išvestą pro optinę ašį ir kritusį spindulį, laikome *vyriausiojo piūvio plokštuma.*

Šviesos spindulys, kritęs statmenai į kristalo sienelę ir praeidamas kristalą, išsiskaido į du spindulius. Vienas iš jų sklinda


152 pav.



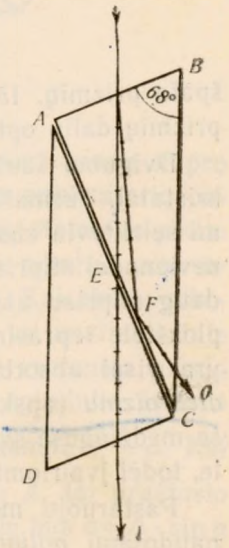
153 pav.

pirminio spindulio kryptimi, kitas lūžta ir tuo labiau iškrypsta iš tos krypties, kuo storesnis kristalas. Sukant kristalą aplink pirminio spindulio kryptį, antrasis taipgi sukasi aplink ją. Pirmasis spindulys vadinamas *paprastuoju*, arba *ordinariniu*, o antrasis — *nepaprastuoju, arba ekstraordinariniu.* Jie abu yra tiesiai poliarizuoti. Paprastojo spindulio poliarizacijos plokštuma yra vyriausiojo piūvio plokštuma: šviesos (elektrinio) vektoriaus

svyravimų kryptis yra statmena šiai plokštumai. Nepaprastojo spindulio šviesos vektorius svyruoja vyriausiojo piūvio plokštumoje, taigi jo poliarizacijos plokštuma yra statmena vyriausiojo piūvio plokštumai.

Jei paprastąjį arba nepaprastąjį spindulį paleisime kristi į kitą kristalą, tai jis vėl išsiskaidys į du spindulius, sklindančius šio kristalo vyriausiojo piūvio plokštuma ir tiesiai poliarizuotus statmenai vienas kitam. Jų poliarizacijos linkmė priklauso tik nuo kristalo orientacijos, bet ne nuo krintančio spindulio poliarizacijos.

Dvigubas šviesos lūžimas rodo, kad paprastasis ir nepaprastasis spindulys lūžta nevienodai, taigi sklinda kristale nevienodu greičiu. Pvz., Islandijos špato kristale paprastojo spindulio lūžimo rodiklis $n_0 = 1{,}658$, o nepaprastojo n_e, priklausomai nuo jo krypties kristale, kinta tarp 1,486 ir 1,658. Optinės ašies linkme abiejų spindulių $n_0 = n_e = 1{,}658$. Vienuose kristaluose, pvz., Islandijos špato, nepaprastojo spindulio lūžimo rodiklis yra mažesnis už paprastojo, $n_e < n_0$, kituose, pvz., kvarco, atvirkščiai, $n_e > n_0$. Pirmuosius kristalus vadiname *neigiamais*, o antruosius — *teigiamais*.

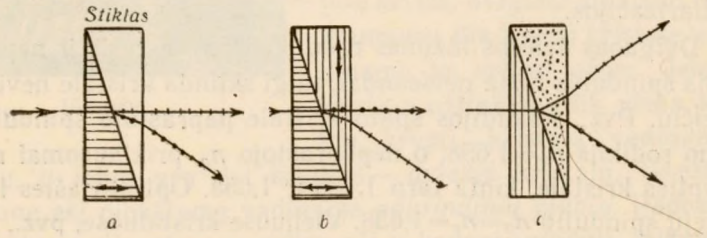


154 pav.

Dvigubu šviesos lūžimo reiškiniu naudojamės tiesiai poliarizuotai šviesai gauti. Šiam tikslui naudojame įvairių konstrukcijų poliarizacines prizmes. Regimą šviesą dažniausiai poliarizuojame *Nikolio prizme*, trumpiau *nikoliu*. Iš Islandijos špato kristalo išpiaunama 154 pav. parodytos formos prizmė *ABCD*, kurios sienelės *AB* ir *BC* sudaro 68° kampą (kristale jos sudaro 78,08° kampą). Vėliau ji perpiaunama išilgai linijos *AC* ir vėl sulipdoma Kanados balzamu. Pastarojo lūžimo rodiklis $n = 1{,}550$. Šviesos spinduliui įspindėjus atitinkamu kampu į sienelę, paprastasis spindulys (*o*) visiškai atsispindi nuo Kanados balzamo — Islandijos špato skiriamojo paviršiaus ir nukrypsta į šalį, kur jis arba panaikinamas, arba didesnėse prizmėse nukreipiamas kita linkme. Iš nikolio teišeina tik tiesiai poliarizuotas nepaprastasis spindulys (*e*).

Nikolio prizmės netinka tiesiai poliarizuotiems ultravioletiniams spinduliams gauti, nes Kanados balzamas juos absorbuoja. Poliarizacinės prizmės ultravioletiniams spinduliams sulipdomos arba glicerinu ($n=1{,}474$), arba tik sudedamos, paliekant tarp jų atskirų dalių plonytį oro sluoksnį.

Kartais reikalinga turėti abu poliarizuotus spindulius. Tada naudojamos dvigubai laužiančios šviesą prizmės, sudėtos iš dviejų trikampių optinės ašies atžvilgiu įvairiai išpiautų Islandijos



155 pav.

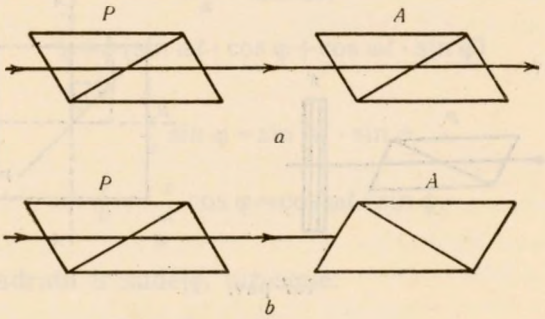
špato prizmių. 155 pav., *a*, *b*, *c* nurodytos dvigubai laužiančių prizmių dalių optinės ašies linkmės ir spindulių eiga jose.

Dvigubai laužia šviesą kvarcas, turmalinas, žėrutis ir kiti kristalai. Turmalino plokštelės yra žalsvai gelsvos, nes pasižymi selektyvia absorbcija: skirtingų ilgių bangos absorbuojamos nevienodai stipriai. Be to, paprastasis spindulys absorbuojamas daug stipriau už nepaprastąjį; jau pro 1 mm storio turmalino plokštelę tepraeina tik nepaprastasis spindulys, o paprastasis yra visai absorbuojamas. Tokią medžiagos savybę vadiname *dichroizmu* (apskritai *pleochroizmu — daugiaspalvumu*). Tokiose medžiagose šviesos absorbcija priklauso nuo krypties kristale, todėl įvairiomis linkmėmis kristalo spalva skiriasi.

Pastaruoju metu tiesiai poliarizuotai šviesai gauti plačiai naudojami *poliaroidai*. Juos sudaro plona gerapatito plėvelė. Gerapatitas (jodchinino sulfatas) yra šviesą dvigubai laužianti stipriai dichroitinė medžiaga; 0,1 mm storio gerapatito plėvelė visai absorbuoja vieną poliarizuotą spindulį, taigi yra geras poliarizatorius. Norint gauti didelio paviršiaus poliaroidus, susmulkinti ir orientuoti viena linkme gerapatito kristalėliai impregnuojami į celiulioidą. Tokia celiulioidinė plokšmė yra geras poliarizatorius. Poliaroidinė medžiaga daug kur gali pakeisti

brangią kristalinę poliarizacinę optiką. Todėl pastaraisiais laikais šviesos poliarizacijos reiškiniai vis plačiau naudojami praktikoje.

Praleiskime natūralios šviesos spindulį pro du iš eilės padėtus nikolius (156 pav.). Praėjęs pro pirmąjį nikolį *P*-poliarizatorių šviesos spindulys yra tiesiai poliarizuotas. Kai antrojo nikolio *A* — analizatoriaus vyriausioji plokštuma yra statmena šviesos spindulio poliarizacijos plokštumai, taigi kai nikolių



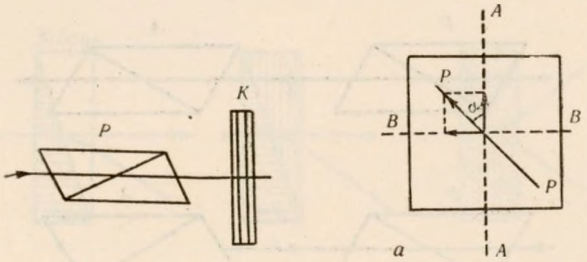
156 pav.

vyriausiosios plokštumos lygiagrečios (*a*), šviesa praeis ir pro analizatorių; regėsime šviesų lauką. Bet jeigu analizatorių pasuksime taip, kad jo vyriausioji plokštuma būtų statmena poliarizatoriaus vyriausiajai plokštumai, taigi kai nikoliai yra sukryžiuoti (*b*), šviesa nepraeis pro analizatorių. Kai abiejų nikolių vyriausiosios plokštumos sudaro kampą α, tai analizatoriuje nepaprastojo spindulio svyravimai (kurie yra vyriausio piūvio plokštumoje) sudaro kampą α su krintančio spindulio šviesos vektoriaus svyravimų linkme, o paprastojo kampą $\frac{\pi}{2} - \alpha$. Kai krintančio spindulio svyravimų amplitudė yra A, tai praėjusio pro analizatorių paprastojo spindulio amplitudė bus $a = A \cdot \sin \alpha$ ir nepaprastojo — $b = A \cdot \cos \alpha$. Tų spindulių stiprumų I_0 ir I_e santykis

$$\frac{I_0}{I_e} = \frac{a^2}{b^2} = \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} = \operatorname{tg}^2 \alpha. \qquad (49,1)$$

Pastaroji lygtis išreiškia *Maliaus dėsnį*, nusakantį praėjusios pro poliarizacijos prietaisus šviesos stiprumą.

Šviesa negali praeiti pro sukryžiuotus nikolius. Bet jeigu tarp jų padėsime dvigubai laužiančio šviesą kristalo plokštelę K, išpiautą lygiagrečiai su optine kristalo ašimi (157 pav.), tai regimasis laukas nušvinta. Tai parodo, kad praėjusios pro poliarizatorių tiesiai poliarizuotos šviesos poliarizacijos plokštuma pakinta. Šis pakitimas paaiškinamas taip. Dvigubai lau-



157 pav.

žiančio šviesą kristalo plokštelėje tiesiai poliarizuotas spindulys išsiskaido į du tiesiai poliarizuotus statmenomis kryptimis spindulius — paprastąjį ir nepaprastąjį, kurie sklinda nevienodu greičiu. Todėl, praeinant jiems pro kristalo plokštelę, susidaro jų eigos skirtumas

$$d = l(n_0 - n_e) \tag{50,1}$$

ir fazių skirtumas

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_0 - n_e)\, l, \tag{50,2}$$

kuris priklauso nuo kristalo plokštelės storio l.

Tegu šviesos vektoriaus svyravimo linkmė PP (157 pav., a) sudaro su kristalo plokštelės vyriausiąja svyravimo linkme AA, lygiagrečia su optine ašimi, kampą α. Jei kritusio į plokštelę spindulio svyravimus išreikšime lygtimi

$$S = A \cdot \sin \omega t, \tag{50,3}$$

tai praėjusių pro plokštelę spindulių svyravimai vyriausiomis kristalo linkmėmis AA ir BB bus

$$x = A \cdot \cos \alpha \cdot \sin \omega t = a \cdot \sin \omega t$$

ir

$$y = A \cdot \sin\alpha \cdot \sin(\omega t + \varphi) = b \cdot \sin(\omega t + \varphi),$$

čia

$$a = A \cdot \cos\alpha \text{ ir } b = A \cdot \sin\alpha,$$

o φ yra jų fazių skirtumas.

Iš pastarųjų lygčių gauname:

$$\frac{x}{a} = \sin\omega t,$$

$$y = b(\sin\omega t \cdot \cos\varphi + \cos\omega t \cdot \sin\varphi)$$

arba

$$\frac{x}{a}\sin\varphi = \sin\omega t \cdot \sin\varphi,$$

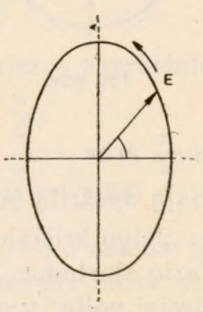
$$\frac{y}{b} - \frac{x}{a}\cos\varphi = \cos\omega t \cdot \sin\varphi.$$

Pakėlę kvadratu ir sudėję, turėsime:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - 2\frac{xy}{ab}\cos\varphi = \sin^2\varphi. \qquad (50,4)$$

Tai yra elipsio lygtis. Vadinasi, praėjęs pro kristalo plokštelę tiesiai poliarizuotas spindulys virsta elipsiškai poliarizuotu.

Elipsiškai poliarizuotos šviesos elektrinis (ir magnetinis) vektorius visai taisyklingai keičia savo dydį ir linkmę (azimutą) taip, kad per tam tikrą laiką (periodą) jo linkmė pasikeičia dydžiu 2π, o vektoriaus viršūnė nubrėžia elipsį (158 pav.).



158 pav.

Kristalo plokštelės storį parinkime tokį, kad išėjusių iš jos abiejų spindulių eigos skirtumas būtų lygus $\frac{\lambda}{4}$:

$$l(n_0 - n_e) = \frac{\lambda}{4}.$$

Tada $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ir lygtis (50,4) virsta tokia:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1. \qquad (50,5)$$

Tai yra orientuoto vyriausiomis linkmėmis elipsio lygtis. Dydžiai a ir b priklauso nuo kampo α.

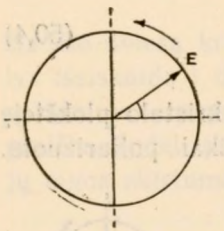
Kristalo plokštelę, kai, ją praeinant, susidaro bangos ketvirtadalio $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ eigos skirtumas, vadiname *lambda ketvirtadalio* $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ *plokštele*. Natrio geltonajai šviesai $\frac{\lambda}{4}$ plokštelės storis yra 27 μ. Paprastai, gaminamos žymiai storesnės, $\left(m+\frac{1}{4}\right)\lambda$ storio plokštelės; čia m yra sveikas skaičius.

Jei kampas $\alpha=45°$, tai $a=b$; tada lygtis (50,5) virsta apskritimo lygtimi

$$x^2+y^2=a^2. \qquad (50,6)$$

Šiuo atveju praėjusi pro $\frac{\lambda}{4}$ plokštelę, tiesiai poliarizuota šviesa virsta *apskritai*, arba *cirkuliariškai, poliarizuota šviesa.*

Apskritai poliarizuotos šviesos elektrinio (magnetinio) vektoriaus dydis lieka pastovus, bet jo linkmė kinta, pasisukdama per tam tikrą laiką per 2π (159 pav.). Vektoriaus viršūnė nubrėžia apskritimą.



159 pav.

Norint gauti apskritai poliarizuotą šviesą, $\frac{\lambda}{4}$ plokštelę reikia pasukti taip, kad tiesiai poliarizuotos šviesos svyravimo linkmė sudarytų su plokštelės vyriausiomis svyravimo kryptimis 45° kampą. Sukdami plokštelę į vieną arba į kitą pusę, gauname $+\frac{\pi}{2}$ arba $-\frac{\pi}{2}$ fazių skirtumą. Kalbama apie dešiniąją ir kairiąją apskritą poliarizaciją.

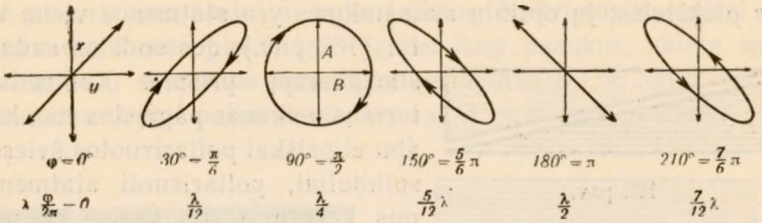
Jeigu kristalo plokštelė bus tokia stora, kad abiejų spindulių fazių skirtumas bus lygus π, tai pro ją praėjusi šviesa pasiliks tiesiai poliarizuota. Tada lygtis (50,4) virsta

$$\frac{x}{a}\pm\frac{y}{b}=0 \qquad (50,7)$$

Tokią plokštelę vadiname *pusės bangos*, arba $\frac{\lambda}{2}$ *plokštele.*

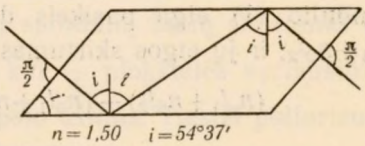
Taigi, naudodamiesi $\frac{\lambda}{4}$ plokštele, galime gauti elipsiškai arba apskritai poliarizuotą šviesą. 160 pav. grafiškai pavaizduota,

kaip keičiasi šviesos poliarizacijos pobūdis nuo susidariusio abiejų spindulių fazių skirtumo φ bei jų eigos skirtumo $\frac{\lambda}{2\pi}\varphi$, praėjus jiems pro dvigubai laužiančią šviesą plokštelę.



160 pav.

Elipsiškai poliarizuotą šviesą galima gauti jai visiškai atsispindint (§ 21). Frenelis pagamino prizmę (161 pav.), kurioje šviesa, du kartus visiškai atsispindėjusi, pasidaro elipsiškai poliarizuota (§ 68). Iš dalies elipsiškai poliarizuotą šviesą gauname, kai kritusi įkypai tiesiai poliarizuota šviesa atsispindi nuo metalinių paviršių. Krintant šviesai tam tikru kampu, ji yra daugiausia poliarizuota. Šį kampą vadiname *vyriausiuoju kritimo kampu.* Kritusios vyriausiuoju kampu šviesos paprastojo ir nepaprastojo spindulių eigos skirtumas lygus $\frac{\lambda}{4}$.



161 pav.

§ 51. BŪDAI ELIPSIŠKAI POLIARIZUOTAI ŠVIESAI TIRTI

Nušvieskime elipsiškai poliarizuota šviesa nikolį ir sukime jį. Regimojo lauko apšviestumas keisis, tačiau tamsaus lauko negausime, kaip negauname tamsaus lauko, nušvietę nikolį iš dalies tiesiai poliarizuota šviesa. Taip tirdami negalėsime atskirti elipsiškai poliarizuotos šviesos nuo iš dalies tiesiai poliarizuotos šviesos.

Tirdami elipsiškai poliarizuotą šviesą, paprastai, naudojame $\frac{\lambda}{4}$ plokštelę. Pasukę ją reikiamu kampu, abiejų, paprastojo ir nepaprastojo, spindulių fazių skirtumą galėsime papildyti

iki π, taigi tada gausime tiesiai poliarizuotą šviesą, kurią jau galėsime tirti nikoliu. Tačiau dažniausiai vieton $\frac{\lambda}{4}$ plokštelės imame Babinė arba Soleilio kompensatorių. Babinė kompensatorių sudaro dvi iš kvarco kristalo nevienodai išpiautos pleištinės plokštelės; jų optinių ašių linkmės yra statmenos viena kitai (162 pav.). Jos sudėtos sudaro stačiakampę prizmę. Kompensatoriaus veikimas pagrįstas tuo, kad abu elipsiškai poliarizuotos šviesos spinduliai, poliarizuoti statmenomis kryptimis, pleištuose sklinda nevienodai greitai: jei viename pleište vienas spindulys sklinda kaip paprastasis (n_0), tai antrame jis sklis kaip nepaprastasis (n_e) ir atvirkščiai. Kai abu spinduliai praeina pro vienodo storio pleištų vietas, tai jų fazių skirtumas nepakinta; bet jei pleištų storis nevienodas, jų fazė pakinta. Tegu spinduliai praeina prizmę, kur vieno pleišto storis yra l_1, o antro — l_2. Tada vieno spindulio (I) eiga pasikeis dydžiu $n_0l_1+n_el_2$, o kito (II) — $n_el_1+n_0l_2$; ir jų eigos skirtumas bus lygus

162 pav.

$$(n_el_1+n_0l_2)-(n_0l_1+n_el_2)=(n_e-n_0)(l_2-l_1). \qquad (51,1)$$

Todėl, keisdami pleištų storius, galime sudaryti bet kurį abiejų spindulių fazių skirtumą

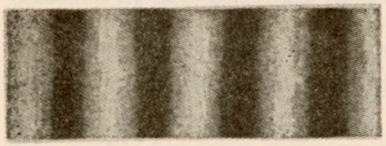
$$\frac{2\pi}{\lambda}(n_e-n_0)(l_2-l_1). \qquad (51,2)$$

Vadinasi, tinkamai parinkę l_1 ir l_2, elipsiškai poliarizuotos šviesos abiejų spindulių fazių skirtumą Babinė kompensatoriumi galime padidinti iki π, taigi gauti tiesiai poliarizuotą šviesą. Stebėdami pro nikolį praėjusią Babinė kompensatoriumi elipsiškai poliarizuotą šviesą, matysime tamsias ir šviesias interferencijos juostas (163 pav.). Tose elipsiškai poliarizuotos šviesos vietose, kur spindulių fazių skirtumas bus sukompensuotas iki π (arba nelyginio π skaičiaus), bus tamsios juostos, jei analizatoriaus vyriausioji plokštuma bus lygiagretė su tiesiai poliarizuotos šviesos poliarizacijos plokštuma.

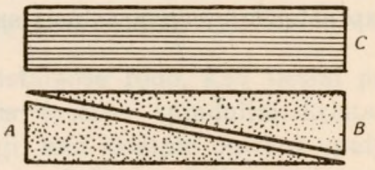
Babinė kompensatoriumi galime tirti tik labai plonus šviesos pluoštus. Soleilis kompensatorių patobulino, sudarydamas jį iš

dviejų perstumiamų pleištinių plokštelių A ir B, kurių optinės ašys yra statmenos paveikslo plokštumai, ir plokštelės C; pastarosios optinė ašis guli paveikslo plokštumoje (164 pav.).

$\frac{\lambda}{4}$ plokštelę dažnai naudojame elipsiškai poliarizuotai šviesai atskirti nuo apskritai poliarizuotos. Nušvietus apskritai poliarizuota šviesa plokštelę ir ją bet kaip pasukus, abiejų spindulių fazių skirtumas bus sukompensuotas iki π, taigi visada gaunama tiesiai poliarizuota šviesa. O nušvietus plokštelę elip-



163 pav.



164 pav.

siškai poliarizuota šviesa, abiejų spindulių fazių skirtumas bus sukompensuotas iki π tik tada, kai $\frac{\lambda}{4}$ plokštelės vyriausiosios svyravimo kryptys sutaps su elipsio ašimis. Tiesiai poliarizuotą šviesą jau galime tirti analizatoriumi.

Uždaviniai

1. Koks yra šviesos visiškos poliarizacijos (Briusterio) kampas, atsispindint šviesai nuo stiklinio indo dugno su vandeniu. Vandens lūžimo rodiklis $n_v = 1{,}33$, stiklo $n_s = 1{,}5$.

2. Dviejų nikolių vyriausiosios plokštumos sudaro 30° kampą. Kiek kartų pakitės praėjusios šviesos stiprumas, jei nikolius pasuktume taip, kad kampas tarp vyriausiųjų plokštumų būtų 45°.

3. Praktikoje naudojamos $\frac{\lambda}{4}$ kristalo plokštelės sudaro $\left(m + \frac{1}{4}\right)\lambda$ eigos skirtumą. Kokį storį (apytikriai 1 mm) turi turėti kvarco plokštelė Na D ($\lambda = 5893$ Å) šviesai. Kaip tokia

plokštelė paveiks violetinę šviesą ($\lambda = 4000$ Å). Kvarco lūžimo rodikliai:

geltonajai šviesai	$n_e = 1{,}553$, $n_0 = 1{,}544$,
violetinei	$n_e = 1{,}568$, $n_0 = 1{,}558$.

4. Kaip atskirti kvarco plokštelę, išpiautą statmenai optinei ašiai nuo tokios plokštelės, išpiautos lygiagrečiai su optine ašimi, turint du nikolius ir šviesos šaltinį.

5. Volastono prizmė padaryta iš Islandijos špato, trikampinių prizmių kampas 15° (305 pav.). Kokiu kampu bus išskirti paprastasis ir nepaprastasis spinduliai ($n_0 = 1{,}658$ ir $n_e = 1{,}486$).

IX SKYRIUS

ANIZOTROPINIŲ APLINKŲ OPTINĖS YPATYBĖS

§ 52. APLINKŲ OPTINĖS IR DIELEKTRINĖS ANIZOTROPIJOS RYŠYS

Dvigubas šviesos lūžimas kristaluose rodo, kad tiesiai poliarizuoti statmenomis kryptimis šviesos spinduliai kristale sklinda skirtingais greičiais, taigi, kad kristalo optinės ypatybės priklauso nuo linkmės kristale. Tokias aplinkas vadiname *anizotropinėmis.*

Apskritai, aplinkos pasidaro anizotropinės dėl įvairių priežasčių. Vienos jų yra sudėtos iš anizotropinių dalelių — molekulių arba atomų. Kada pastarosios išsidėsto tam tikra tvarka, skirtinga įvairiomis linkmėmis (tokią tvarką turime kristaluose), aplinka pasidaro anizotropinė. Bet jeigu anizotropinės dalelės orientuotos chaotiškai, tada pati aplinka, sudėta iš jų, lieka *izotropinė.* Pvz., vandenilio dujų molekulės yra anizotropinės, bet dujos — izotropinės.

Antra vertus, daugelis kristalų yra sudėta iš izotropinių dalelių, tačiau tie kristalai yra anizotropiniai. Šiuo atveju tvarkingas dalelių išdėstymas kristale sukelia anizotropiją. Pasikeitus tų pačių dalelių tvarkai, pakinta ir kristalo anizotropijos pobūdis. Pvz., kalcio karbonatas ($CaCO_3$) užtinkamas gamtoje dviejose modifikacijose: Islandijos špato ir aragonito. Pirmasis kristalas yra vienašis, jo tankis 2,72 g/cm^3, o antrasis — dviašis ir turi tankį 2,93 g/cm^3. Taigi, pakitus kristalo dalelių tvarkai ir sanglaudai, visai pakinta jo optinės savybės.

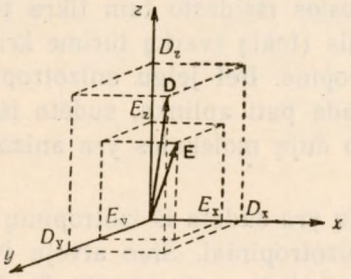
Pagal Maksvelo elektromagnetinę šviesos teoriją, šviesos lūžimo rodiklis n, taigi ir jos fazinis sklidimo greitis u priklauso nuo aplinkos dielektrinių ypatybių, jos dielektrinės konstantos ε, $n=\frac{c}{u}=\sqrt{\varepsilon}$. Vadinasi, dvigubai laužianti šviesą aplinka yra anizotropinė ne tik optinių, bet ir elektrinių ypatybių atžvilgiu;

tokio kristalo dielektrinė konstanta taipgi priklauso nuo linkmės kristale. Prisiminkime, kaip apibūdinamos bet kurios aplinkos dielektrinės ypatybės (II dal. § 16).

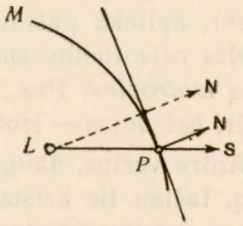
Bet kuri medžiaginė aplinka elektriniame lauke poliarizuojama. Jos poliarizaciją **P** išreiškia aplinkos tūrio vieneto (1 cm^3) elektrinis momentas, kuris susidaro, kai elektrinio lauko veikiami, paslenka elektros krūviai, taigi $\mathbf{P}=N\mathbf{p}=N\alpha\mathbf{E}$; čia **p** yra atskirų molekulių elektrinis momentas. Jis yra proporcingas poliarizuojančio elektrinio lauko stiprumui **E**, proporcingumo koeficientą α vadiname molekulės *poliarizuojamumu.*

Aplinką poliarizavus, elektrinio lauko stiprumas aplinkoje pasikeičia ir išreiškiamas indukcijos vektoriumi $\mathbf{D}=\varepsilon\mathbf{E}=\mathbf{E}+4\pi\mathbf{P}=\mathbf{E}+4\pi N\alpha\mathbf{E}$. Taigi aplinkos dielektrinė konstanta $\varepsilon=1+4\pi N\alpha$.

Izotropinėje aplinkoje vektorių **D** ir **E** kryptys sutampa, dielektrinė konstanta ε yra visomis linkmėmis vienoda, ji yra skaliarinis dydis. Anizotropinėje aplinkoje dydis ε nebe skaliarinis, bet tensorinis, todėl vektorių **D** ir **E** kryptys skiriasi. Tuo galime



165 pav.

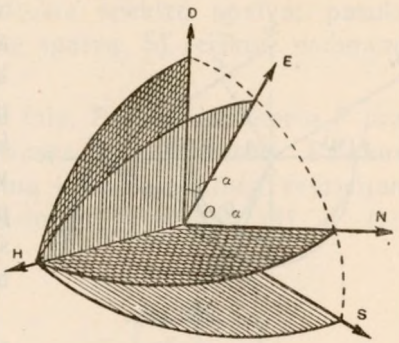


166 pav.

įsitikinti šitaip. Išorinio, poliarizuojančio aplinką elektrinio lauko vektorių **E** išskaidykime stačiakampėje koordinančių sistemoje į komponentus E_x, E_y ir E_z (165 pav.). Tegu ašies x kryptimi dielektrinė konstanta yra lygi ε_x, $y-\varepsilon_y$ ir $z-\varepsilon_z$, ir $\varepsilon_x\neq\varepsilon_y\neq\varepsilon_z$. Tada indukcijos vektoriaus **D** komponentai bus $D_x=\varepsilon_xE_x$, $D_y=\varepsilon_yE_y$ ir $D_z=\varepsilon_zE_z$. Sudėję vektoriškai šiuos komponentus, gausime vektorių **D**, kuris bus nukreiptas kitokia, negu vektorius **E** kryptimi.

Elektromagnetinėje šviesos teorijoje vektorių **D** ir **E** kryptys anizotropinėse aplinkose (kristalų optikoje) siejamos su bangos

sklidimą apibūdinančiais skirtingais dydžiais (166 pav.): bangos paviršiaus M normale **N**, kuri nusako sinfazinio bangos paviršiaus slinkimo erdvėje kryptį, ir su spindulio kryptimi **S**, kuria sklinda bangos energija. Vektoriai **D**, **H** ir **N** bei **E**, **H** ir **S** (indukcijos vektoriaus **B** ir magnetinio lauko — **H** linkmės sutampa, nes daugumos šviesai skaidrių aplinkų $\mu = 1$) sudaro koordinačių sistemą su nesutampančiomis plokštumomis *HOD* ir *HOE* bei *HON* ir *HOS* (167 pav.).

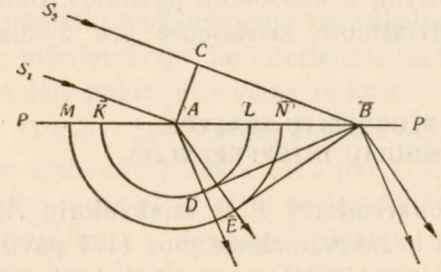


167 pav.

Taikydami Maksvelo elektromagnetinio lauko teoriją anizotropinei aplinkai, gauname šią išvadą. Tiesiai poliarizuota dviem statmenom kryptim šviesos banga sklinda normalės **N** ir spindulio **S** kryptimis skirtingais faziniais greičiais c_1 ir c_2 bei u_1 ir u_2 $\left(u_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}}\right.$ ir $u_2 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}}$; čia c yra šviesos sklidimo greitis vakuume$\left.\right)$, nes atitinkamai šviesos bangos elektrinis vektorius turi dvi svyravimo kryptis. Pastarosios yra tarp savęs statmenos, jas nusako aplinkos ypatybės. Tokiu būdu elektromagnetinė šviesos teorija išaiškina dvigubą šviesos lūžimą anizotropinėse aplinkose.

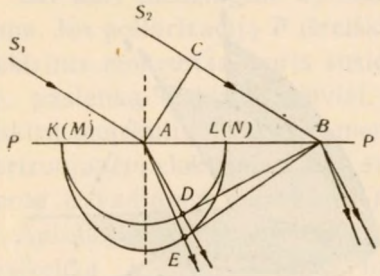
§ 53. SPINDULIŲ EIGA DVIGUBAI LAUŽIANČIAME ŠVIESĄ KRISTALE

Spindulių eigą dvigubai laužiančiame šviesą kristale galime susekti, naudodamiesi Huigenso—Frenelio bangų paviršių konstrukcija. Tegu lygiagrečių spindulių pluoštas S_1S_2 krinta į vienašio kristalo paviršių PP (168 pav.). Kristalo optinės ašies kryptis yra statmena paveikslo plokštumai. Krintančių spindulių bangos paviršius yra plokštuma AC. Kristale



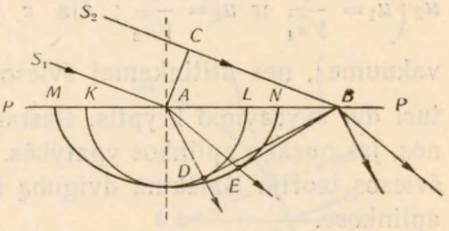
168 pav.

paprastasis ir nepaprastasis spinduliai sklinda skirtingu greičiu. Kol ore spindulys S_2 iš taško C nueina iki kristalo paviršiaus, kristale paprastasis ir nepaprastasis spinduliai, sklisdami nevienodu greičiu, pasieks pusapskritimių taškus D ir E. Iš taško B išveskime liečiamąsias į pusapskritimių KDL ir MEN taškus D ir E. Tada BD ir BE pavaizduoja paprastojo ir nepaprastojo spindulių bangų paviršius. Šviesos spindulys kristale bus dvigubai lūžęs.



169 pav.

Padarykime tokią pat konstrukciją, tardami, kad kristalo optinės ašies linkmė lygiagretė su 169 pav. plokštuma ir eina skiriamosios linijos kryptimi PP. Tada sklindančių kristale iš taško A paprastojo ir nepaprastojo spindulių bangas pavaizduos pusapskritimis KDL ir puselipsis MEN, o jų bangos paviršius — liečiamosios BD ir BE, išvestos iš taško B į bangų taškus D ir E. Panašiai sukonstruojame paprastojo ir nepaprastojo spindulių bangos paviršius, kai kristalo optinės ašies linkmė yra statmena skiriamosios linijos PP krypčiai (170 pav.).



170 pav.

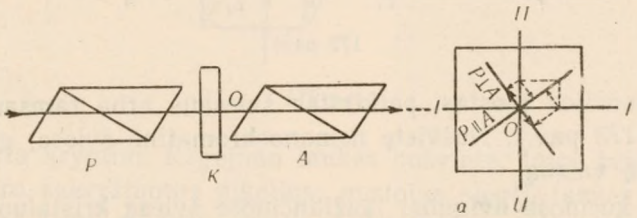
Žinodami spindulių sklidimo greitį kristale įvairiomis linkmėmis, lengvai galėsime sudaryti bangos paviršius erdvėje. Vienašiuose kristaluose gautume besiliečiančius dviejuose taškuose (optinės ašies ašigaliuose) sferinį ir elipsoidinį paviršius. Bangos paviršių konstrukcija dviašiuose kristaluose yra žymiai sudėtingesnė.

§ 54. KRISTALŲ PLOKŠTELIŲ SPALVOS. POLIARIZUOTŲ SPINDULIŲ INTERFERENCIJA

Nušvieskime nikolius (poliarizatorių P ir analizatorių A) lygiagrečių spindulių pluoštu ir sukryžiuokime juos (171 pav.). Tada regimasis laukas bus tamsus. Padėkime tarp nikolių kvar-

co kristalo plokštelę K, išpiautą lygiagrečiai su optine ašimi. Laukas nušvis tam tikra spalva. Sukime plokštelę arba vieną nikolį aplink krintančių spindulių kryptį. Tada regimojo lauko spalva keisis, virsdama vis kitokia spektro spalva; pasukę 2π kampu, vėl matysime pradinę spalvą. Šį reiškinį vadiname *kristalų plokštelių spalvomis.*

Spalvų atsiradimą aiškiname taip. Pro poliarizatorių P praėjusi šviesa yra tiesiai poliarizuota ir koherentinė. Patekusi į kristalo plokštelę, ji išskaidoma į du spindulius, svyruojančius kristalo plokštelės vyriausiomis kryptimis (I) ir (II)



171 pav.

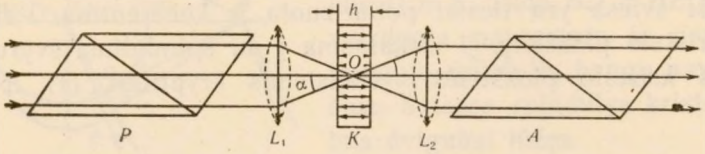
(171 pav., *a*). Tarp jų svyravimų susidaro fazių skirtumas. Analizatorius A nukreipia abiejų spindulių svyravimus į vieną (analizatoriaus) svyravimų plokštumą, kur jie, priklausomai nuo susidariusio fazių skirtumo dydžio, arba susidės, arba interferuos ir išnyks. Skirtingų ilgių bangų fazės skirsis nevienodai, todėl kai kurių spalvų bangos išnyks, ir kristalo plokštelė nusispalvins. Sukant kristalo plokštelę (arba vieną nikolį), keisis kampas tarp kristalo vyriausiųjų ir nikolio svyravimo krypčių, kitės bangų fazių skirtumas ir interferencijos sąlygos, todėl keisis ir kristalo plokštelės spalva. Jei kristalo plokštelės storis nevienodas, tai plokštelė bus nevienodos spalvos, dėmėta. Taigi kristalinių plokštelių spalvas sukelia tiesiai poliarizuotų spindulių interferencija. Jie interferuos tik tada, kai jų svyravimų kryptys bus nukreiptos viena linkme.

O dabar nušvieskime kristalo plokštelę susiglaudžiančiu šviesos spindulių pluoštu (172 pav.). Tada to pluošto atskiri spinduliai nueis plokštelėje nevienodą kelią: centriniai — trumpesnį, o kraštiniai — ilgesnį. Apskritai, susidarantis, einant spinduliams pro kristalo plokštelę, fazių skirtumas φ priklausys nuo

plokštelės storio h ir spindulių palinkimo į optinę ašį kampo α ir išreiškiamas taip:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h}{\cos \alpha} (n_e - n_0). \qquad (54,1)$$

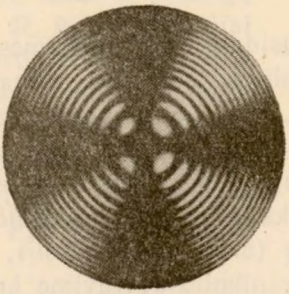
Nušvietę kūginiu spindulių pluoštu, simetrijos dėka gausime apskritas šviesias ir tamsias (nušvietus monochromatine šviesa)



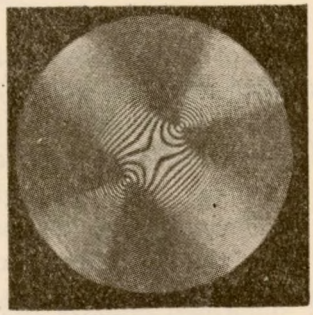
172 pav.

interferencijos juostas, perkirstas šviesaus arba tamsaus kryžiaus (173 pav.). Nušvietę nemonochromatine šviesa, gausime spalvotą vaizdą.

Kai kuriuose dvigubai laužiančiuose šviesą kristaluose galime išskirti dvi linkmes, kuriomis šviesa dvigubai nelūžta.



173 pav.



174 pav.

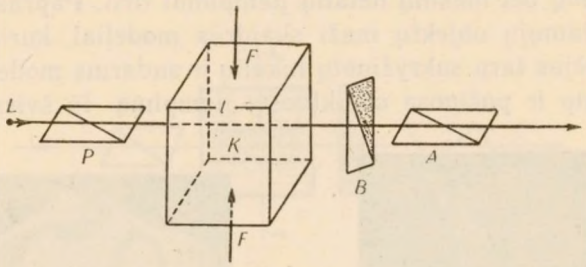
Tokius kristalus vadiname *dviašiais*. Jų plokšteles nušvietę susiglaudžiančių spindulių pluoštu, gauname dar gražesnes ir sudėtingesnes figūras. 174 pav. matome interferencijos juostas (izochromatas), praėjus šviesai pro dviašio kristalo plokštelę.

§ 55. APLINKŲ ANIZOTROPIJA, SUKELTA MECHANIŠKAI JAS DEFORMUOJANT

Izotropinė aplinka gali pasidaryti anizotropine, jeigu dėl kai kurios įtakos joje įvairiomis linkmėmis skirtingai pasiskirstys aplinką sudarančios dalelės. Šiomis linkmėmis aplinkos ypatų-

bės skirsis nuo aplinkos ypatybių kitomis linkmėmis. Izotropinė aplinka gali virsti anizotropine, ją mechaniškai deformuojant.

Praleiskime šviesos spindulių pluoštą pro sukryžiuotus nikolius P ir A, padėję tarp jų švino stiklo plokštelę K (175 pav.). Regėjimo laukas bus tamsus. O dabar suslėkime stiklą paveiksle



175 pav.

parodyta kryptim. Regėjimo laukas nušvinta, taigi šviesa praeina pro sukryžiuotus nikolius; nustojus slėgti, laukas vėl patamsėja. Taigi suslėgta stiklo plokštelė, kaip ir kristalo plokštele, dvigubai laužia šviesą (§ 49), ji pasidaro anizotropinė. Dirbtiniu būdu sukeltą aplinkų anizotropiją vadiname *dirbtine anizotropija.*

Bandymai rodo, kad dirbtinė anizotropija deformuojant aplinkas yra proporcinga deformacijai. Pažymėkime deformuojančią jėgą F, jos veikiamą plotą — S, tada, praeinant šviesai pro aplinkos storio l sluoksnį, tarp abiejų (paprastojo ir nepaprastojo) spindulių susidarys eigos skirtumas d, proporcingas deformuojančiam slėgimui p ir sluoksnio storiui l:

$$d=(n_e-n_0)\,l=k\frac{F}{S}\,l=kpl, \qquad (55,1)$$

čia k yra proporcingumo koeficientas, išreikštas bangos ilgiu

$$\frac{d}{\lambda}=Cpl, \qquad (55,1a)$$

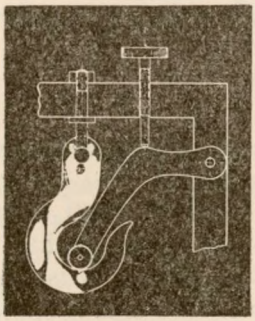
jei $\frac{k}{\lambda}$ pažymėsime C, čia $p=\frac{F}{S}$ yra deformuojantis slėgimas. Fazių skirtumas

$$\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}(n_e-n_0)\,l=\frac{2\pi}{\lambda}kpl \qquad (55,2)$$

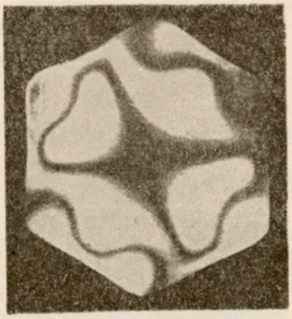
arba

$$\varphi=2\pi Cpl. \qquad (55,2a)$$

Sudarę vidinį įtempimą skaidrios medžiagos plokštelėse, jį galime stebėti, padėję plokšteles tarp sukryžiuotų nikolių. Tada regimame lauke matysime spalvotas figūras. Keičiant įtempimą, figūrų forma ir spalvos kinta, nes skirtingų ilgių bangų fazių skirtumas kinta skirtingai. Šis optinis metodas naudojamas įvairių statinių bei mašinų detalių įtempimui tirti. Paprastai, padaromi tiriamųjų objektų maži skaidrūs modeliai, kurie stebimi, juos padėjus tarp sukryžiuotų nikolių ir sudarius modeliuose panašų, kaip ir pačiuose objektuose, įtempimą. Iš šviesių figūrų



176 pav.



177 pav.

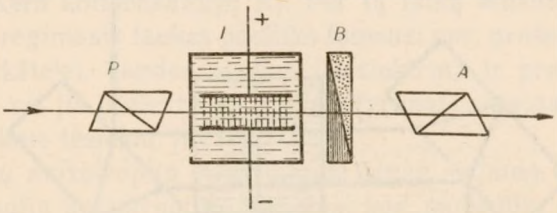
sprendžiama apie įtempimo pasiskirstymą modeliuose ir atitinkamai objektuose. 176 pav. matome įtempimo pasiskirstymą keltuvo kablio modelyje. Slėgimo ir traukimo įtempimai sukeliami vienpetės svirties. Įtempimų sritys nušvinta tarp dviejų sukryžiuotų nikolių.

Staigiai vėsinant didesnes stiklo plokšteles, jose pasilieka vidinis įtempimas. Tokios plokštelės kartais bestovėdamos subyra į nedidelius gabalėlius, kurie yra anizotropiniai. Padėjus juos tarp sukryžiuotų nikolių, lauke matomos šviesios dėmės (177 pav.).

§ 56. APLINKŲ ANIZOTROPIJA ELEKTRINIAME BEI MAGNETINIAME LAUKE

1875 m. Keras surado, kad kai kurie skysčiai bei dujos stipresniame elektriniame lauke pasidaro anizotropiniai. Šis reiškinys vadinamas *Kero efektu*. Paprastai, jis stebimas taip. Tarp sukryžiuotų nikolių *P* ir *A* padedamas indas *I* su elektrodais ir Babinė kompensatorius *B* spindulių eigos skirtumui sukompensuoti. Į indą įpilama tiriamo skysčio (178 pav.). Kol elektrinio

lauko nėra, regimasis laukas tamsus. Sudarius tarp elektrodų didesnę įtampą, laukas nušvinta, nes skystis pasidaro dvigubai laužiančia šviesą aplinka. Jos optinės ašies linkmė sutampa su elektrinio lauko linkme. Tyrimai parodė, kad paprastojo ir nepaprastojo spindulių lūžimo rodiklių n_e ir n_0 skirtumas $n_e - n_0$



178 pav.

yra proporcingas elektrinio lauko stiprumo **E** kvadratui ir priklauso nuo skysčio prigimties. Jei proporcingumo koeficientą pažymėsime k, tai

$$(n_e - n_0) = kE^2, \tag{56,1}$$

tada spindulių eigos skirtumas

$$d = (n_e - n_0)\, l = kE^2 l, \tag{56,2}$$

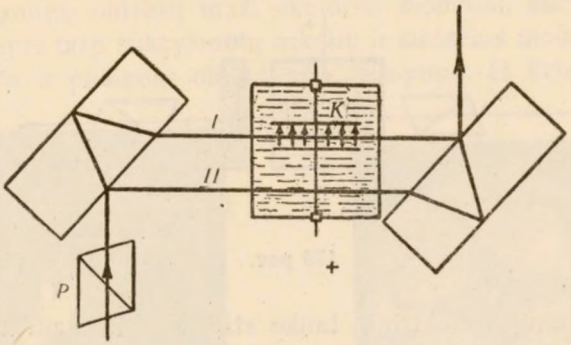
čia l yra skysčio sluoksnio storis tarp elektrodų. Išreiškę spindulių eigos skirtumą d bangos ilgiais, gausime:

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{k}{\lambda} lE^2 = BlE^2. \tag{56,3}$$

Dydis $\frac{k}{\lambda} = B$ yra pastovus ir vadinamas *Kero konstanta.* Nitrobenzolo ji yra didžiausia ir lygi 180, chlorbenzolo — 9, vandens — 4,5 *SI* sistemoje. Dujų Kero konstanta yra žymiai mažesnė, pvz., CS_2 — $2{,}43 \cdot 10^{-2}$ *SI*. Vienų medžiagų Kero konstanta yra teigiama, kitų neigiama: kai $n_e > n_0$, $B > 0$, ir atvirkščiai, kai $n_e < n_0$, $B < 0$. Kero konstanta priklauso nuo medžiagos temperatūros; pastarajai kylant, ji mažėja. Ji priklauso ir nuo šviesos bangos ilgio; bangai trumpėjant, konstanta didėja.

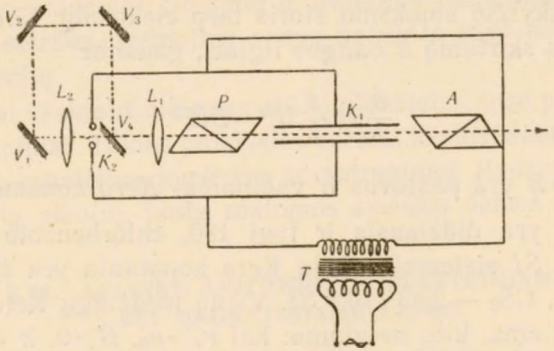
Iš Kero efekto galime surasti ne tik paprastojo ir nepaprastojo spindulių lūžimo rodiklių skirtumą $n_e - n_0$, bet n_e ir n_0 atskirai. Šiuo tikslu Žameno interferometre (§ 37) paprastojo arba

nepaprastojo spindulio vieną dalį (I) (179 pav.) praleidžia pro Kero kondensatorių K, o kitą (II) — tik pro skystį. Jei be elektrinio lauko spindulių lūžimo rodiklis yra n, tai iš interferencijos juostų poslinkio galėsime surasti $n-n_e$ ir $n-n_0$, taigi žinodami n, galėsime nustatyti n_e ir n_0.



179 pav.

Pagaliau buvo tirta, kaip greit medžiagoje išnyksta elektrinio lauko sukelta anizotropija, panaikinus sužadinamąjį elektrinį lauką. Kero efekto trukmei išmatuoti naudojamas 180 pav. schemiškai pavaizduotas įrenginys. Kero kondensatorius K_1 lygiagrečiai sujungiamas su kibirkštiniu tarpeliu K_2; kad gautume



180 pav.

aukštą kintamą įtampą, jie prijungiami prie didelio dažnumo transformatoriaus T. Susidarius pakankamai aukštai įtampai, kibirkštiniame tarpelyje prašoka elektrinė kibirkštėlė. Jos šviesa, lęšio L_1 suglausta, praeina poliarizatorių P, Kero kondensato-

rių K_1 ir analizatorių A tuo pat metu, kai kondensatoriuje yra stipriausias elektrinis laukas, nes nuotolis tarp K_1 ir K_2 yra nedidelis ir šviesa į jį nusklinda beveik akimirksniu. Sudarę veidrodžių V_1, V_2, V_3 ir V_4 sistemą, šviesos kelią galime prailginti. Tada kibirkštėlės šviesa, lęšio L_2 suglausta, atsispindi nuo veidrodžių V_1, V_2, V_3 ir V_4 ir, praėjusi pro lęšį L_1 ir poliarizatorių P, pasiekia Kero kondensatorių K_1. Per tą laiką anizotropija gali išnykti, ir regimasis laukas pasiliks tamsus, nes, prašokant elektrinei kibirkštėlei, kondensatorius išsielektrina ir praeina kuris laikas, kol vėl jis įsielektrina. Tokiais tyrimais surasta, kad Kero efekto trukmė tesiekia 10^{-10} s.

Aplinkų anizotropija elektriniame lauke siejama su medžiagos molekulių anizotropija. Manoma, kad molekulių poliarizuojamumas elektriniame lauke skirtingas įvairiomis kryptimis, todėl nevienoda yra įvairiomis linkmėmis ir molekulės dielektrinė konstanta ε. Vaizduojančių dielektrinės konstantos dydį atkarpų galinių taškų visuma sudaro sukimosi elipsoidą su ašimis ε_x, ε_y, ε_z, kaip ir vienašiame kristale. Išoriniame elektriniame lauke molekulės orientuojamos elektrinio lauko kryptimi, todėl ir pasireiškia anizotropija. Dielektrinės (neturinčios nuolatinio elektrinio momento) molekulės poliarizuojamos elektriniame lauke. Susidarantis molekulės elektrinis momentas yra proporcingas elektrinio lauko stiprumui **E**. Bet sukeliama lauko anizotropija taipgi yra proporcinga **E**, todėl Kero efektas yra proporcingas $\mathbf{E}^2$. Be to, dielektrinių molekulių elektrinio momento kryptis gali nesutapti su jos didžiausio poliarizuojamumo kryptimi. Šių krypčių skirtumu išaiškinamas Kero konstantos ženklas. Kai abi šios kryptys lygiagrečios, B yra teigiama, o kai jos statmenos — neigiama.

Pirmasis anizotropiją elektriniame lauke yra paaiškinęs Lanževenas; jo šis aiškinimas rėmėsi molekulių dielektrine poliarizacija išoriniame elektriniame lauke. Vėliau dvigubą šviesos lūžimą elektriniame lauke aiškino Bornas.

Labai trumpa Kero efekto trukmė leidžia jį taikyti, kur reikalinga labai trumpos trukmės šviesos spindulių pluošto stiprumo moduliacija. Naudodamiesi Kero elementu, galime šimtus milijonų kartų per sekundę apšviesti objektą, taigi Kero elementas yra beveik be inercijos apšviestumo moduliatorius. Tokie moduliatoriai reikalingi televizijai. Be to, Kero efektas naudojamas trumpalaikės liuminescencijos trukmei matuoti (§ 74).

Visai panašus į Kero efektą yra ir dvigubas šviesos lūžimas kai kuriose medžiagose, paveikus jas stipresniu magnetiniu lauku. Ir šiuo atveju paprastojo ir nepaprastojo spindulių lūžimo rodiklių skirtumas $n_e - n_0$ yra proporcingas magnetinio lauko stiprumo **H** kvadratui. Susidarantis magnetiniame lauke abiejų spindulių eigos skirtumas, išreikštas šviesos bangos ilgiu,

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{l(n_e - n_0)}{\lambda} = ClH^2, \qquad (56,4)$$

čia C yra konstanta, priklausanti nuo medžiagos prigimties.

Dvigubo šviesos lūžimo magnetiniame lauke efektas yra silpnesnis už Kero efektą; pvz., nitrobenzolo konstanta $C = 1{,}59 \cdot 10^{-10}$ *SI*, o kitų medžiagų dar mažesnė.

Šis efektas, panašiai kaip ir Kero, aiškinamas molekulių anizotropija ir jų magnetinio momento ašies bei didžiausio poliarizuojamumo linkmių nesutapimu.

Uždaviniai

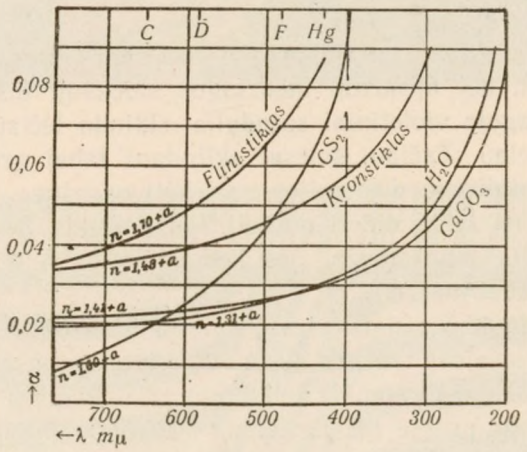
1. Suraskite pertraukimų skaičių, naudojant Kero elementą, kuris maitinamas 10^7 Hz dažnumo generatoriaus. Generatoriaus įtampos amplitudė siekia 6000 V. Kero elemento plotis $l = 5$ cm, nuotolis tarp plokštelių 1 mm. Elementas užpildytas nitrobenzolu ($B = 2 \cdot 10^{-5}$ *CGSE*). Kero elementas nepraleidžia šviesos, kai spindulių eigos skirtumas pasidaro lygus sveikajam bangų skaičiui.

X SKYRIUS

MOLEKULINĖ OPTIKA

§ 57. ŠVIESOS DISPERSIJA

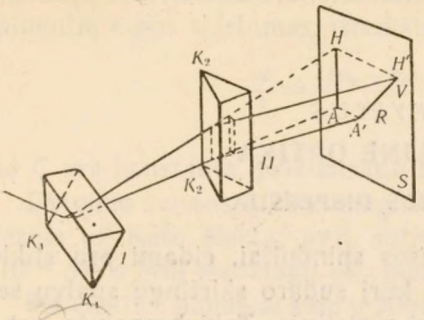
Niutonas atrado, kad šviesos spinduliai, eidami pro stiklo prizmę, išsklaidomi į spektrą, kurį sudaro skirtingų spalvų seka — nuo tamsiai raudonos iki violetinės. Tokį bespalvės, arba „baltos", šviesos išsklaidymą vadiname *šviesos dispersija*. Ją



181 pav.

gauname todėl, kad įvairių spalvų, taigi ir skirtingo bangos ilgio spinduliai lūžta nevienodai: šiuo atveju smarkiau lūžta violetiniai, o silpniau — raudonieji. Taigi lūžimo rodiklis n priklauso nuo šviesos bangos ilgio λ, $n=f(\lambda)$. 181 pav. kreivės grafiškai pavaizduoja kai kurių medžiagų lūžimo rodiklio priklausomybę; abscisių ašyje sužymėti bangos ilgiai, o ordinačių — lūžimo rodiklio reikšmės (pridėjus dydį a). Šią kreivę vadiname *dispersijos kreive*.

Paprastai šviesos bangos ilgiui didėjant, lūžimo rodiklis mažėja. Tokio pobūdžio dispersiją vadiname *normaliąja*. Normaliosios dispersijos kreivės eigą primena Niutono gautas sukryžiuotų prizmių būdu šviesos spektras (182 pav.). Iš pradžių šviesos spindulys eina pro taip padėtą stiklo prizmę K_1, kad jos laužiamojo kampo briauna eitų gulsčiai. Praeidamas ją, spindulys išsisklaido į stačią spektro juostą AH. Po to jis krinta į antrą stiklo prizmę K_2, kurios laužiamoji briauna eina stačiai. Įvairių spalvų spinduliai nukrypsta nevienodai, todėl spektro juosta AH nukrypsta į $A'H'$, ir jos nukrypimas pavaizduoja dispersijos kreivę.

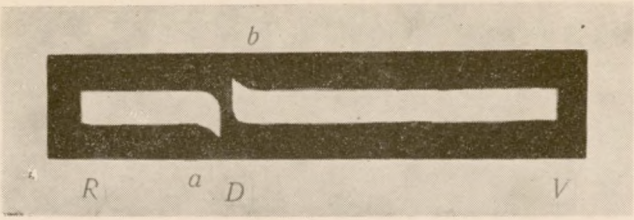


182 pav.

Šviesa išsisklaido, praeidama ne tik tam tikros, pvz., prizmės, formos, bet apskritai medžiagos sluoksnį; disperguojančioje medžiagoje violetiniai spinduliai sklinda lėčiau, o raudonieji — greičiau. Tačiau, šviesai sklindant labai greitai, nedideliuose nuotoliuose dispersijos pastebėti negalime. Žvaigždžių šviesa praeina labai didelį nuotolį, kol pasiekia Žemę, bet jos dispersija yra labai maža, nes kosminėje erdvėje medžiagos tankis yra labai mažas.

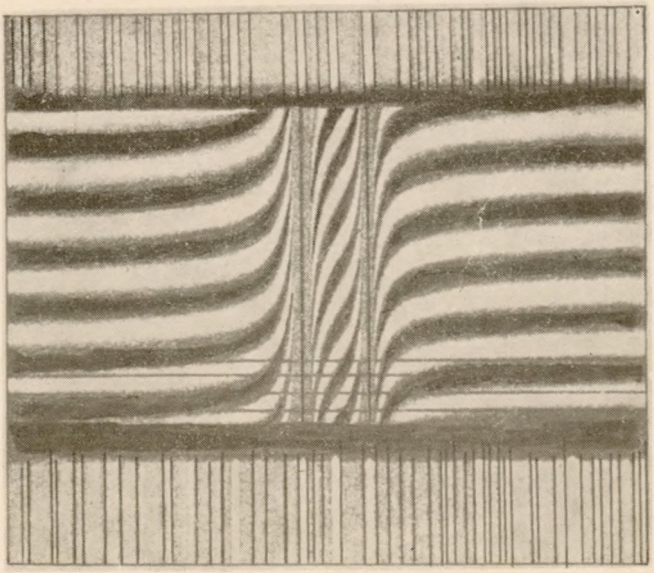
Kuntas, tirdamas natrio garų šviesos absorbciją, pastebėjo, kad spektre abiejose tamsios absorbcijos juostos pusėse šviesaus spektro krašteliai išsilenkia (183 pav.): ilgesniųjų (raudonos šviesos) bangų pusėje (*a*) išsilenkia žemyn (*n* didėja), o trumpesniųjų (violetinės) (*b*) — aukštyn (*n* mažėja), nes liepsna atstoja prizmę su nukreiptu žemyn pagrindu. Šiuo atveju spektrą sudaro dvi spalvotos šakos, kurių kraštelių išlenkimo eiga parodo natrio garų dispersijos kreivę abiejuose absorbcijos juostos kraštuose. Dispersijos kreivės eigą pačioje absorbcijos juostoje galima stebėti, tik esant silpnai absorbcijai ir naudojant Roždestvenskio kablių metodą.

Tiriant kablių metodu, sukryžiuojami du spektriniai prietaisai: Žameno interferometras ir prizminis arba difrakcinis spektrografas. Jie sustatomi taip, kad interferencijos juostos eitų guls-



183 pav.

184 pav.



185 pav.

čiai, o spektrografo plyšys stovėtų stačiai. Praėjęs pro interferometrą, šviesos spindulių pluoštas išskaidomas į keletą spalvotų juostų, kurios nušviečia spektrografo plyšį. Spektrografu stebime ištisinį spektrą su tamsiomis juostomis; pastarosios atitinka tas spektrografo plyšio vietas, kur krinta interferencinio atvaizdo tamsios juostos. Tamsiosios juostos artėja viena prie kitos, einant į violetinę spektro pusę (184 pav.).

Prietaisus sustatykime taip, kad viena (nulinė) tamsioji interferencijos juosta būtų tiesi ir statmena plyšio krypčiai. Laikykime ją abscisių ašimi. Tada m-tosios tamsios juostos ordinatė bus proporcinga eigos skirtumui $m\lambda$, taigi šios juostos $y=am\lambda$; čia a yra prietaisų konstanta. Padėję interferometro vieno spindulio kelyje h storio plokštelę, kurios medžiagos lūžimo rodiklis $n=f(\lambda)$, sudarysime papildomą eigos skirtumą $h(n-1)$. Todėl interferencijos juostos paslinks išilgai spektrografo plyšio ir nulinės ($y=0$) juostos ordinatė $y=a(n-1)h$. Vadinasi, nulinės juostos išlinkimas tam tikrame mastelyje parodo $(n-1)$ priklausomybę nuo bangos ilgio, taigi gauname dispersijos kreivę.

Roždestvenskis šį metodą žymiai pajautrino, padėjęs interferometro vieno spindulio kelyje tiriamąją medžiagą, o antro — tam tikros dispersijos ir storio stiklo plokštelę. Arti absorbcijos juostos tiriamosios medžiagos lūžimo rodiklis kinta labai staigiai, tačiau kai kuriai bangai tiriamosios medžiagos dispersija bus panaikinta stiklo plokštelės dispersijos. Toje vietoje interferencijos kreivė išlinkdama praeina per nulį. Ilgesnių bangų pusėje kreivės krinta, o trumpesnių — kyla (arba priešingai), sudarydamos kablį (185 pav.).

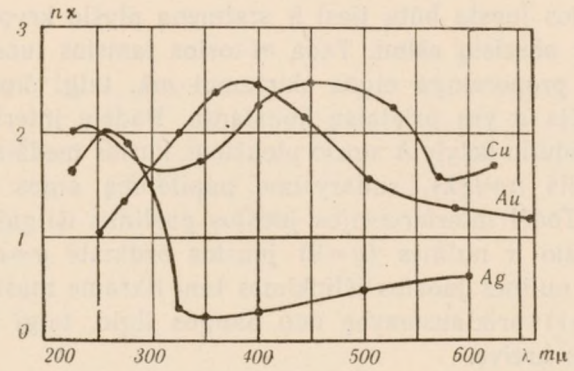
Roždestvenskio kablių metodas plačiai naudojamas tiksliems dispersijos tyrimams. Tokie tyrimai parodė, kad pačioje absorbcijos juostoje dispersijos kreivės eiga yra priešinga, kaip jos išorėje: bangos ilgiui didėjant, lūžimo rodiklis didėja. Tokią dispersiją vadiname *anomalia.*

Šviesos dispersijos reiškiniai labai glaudžiai siejasi su šviesos absorbcijos reiškiniais.

§ 58. ŠVIESOS ABSORBCIJA

Praeinančių pro medžiagą šviesos spindulių stiprumas silpnėja, nes iš dalies spinduliavimo energija virsta kitos, dažniausiai šiluminės formos energija. Šį reiškinį vadiname *šviesos*

absorbcija. Labai dažnai praėjusių pro medžiagos sluoksnius spindulių spalva, t. y. jų spektrinė sudėtis nepakinta; šiuo atveju visokių ilgių bangos absorbuojamos vienodai stipriai. Taip, pvz., absorbuojama šviesa vandenyje, ore, stikle ir kt. Tokią absorbciją vadiname *paprastąja.* Tačiau kartais kai kurios spalvos šviesa absorbuojama ypač stipriai. Tada visiškai išabsorbuojamos atskiros spektro sritys, ir praėję pro medžiagą spinduliai pasidaro



186 pav.

spalvoti. Tokią šviesos absorbciją vadiname *selektyvia.* 186 pav. pavaizduota Cu, Au ir Ag šviesos absorbcijos kreivės. Cu ir Au stipriai absorbuoja šviesą 0,4 bei 0,45 μ spektro srityje. Parinkę tinkamas medžiagas, galime gauti tam tikrų spektro sričių, taigi daugiau arba mažiau monochromatinę šviesą. Turėsime šviesos filtrą, kurį sudaro tam tikro storio dažyto (koloido) stiklo plokštelės arba kai kurių tirpalų sluoksniai.

Apskritai, šviesos absorbcija priklauso nuo absorbuojamos šviesos bangos ilgio, todėl, norėdami ją griežčiau nusakyti, turime tirti monochromatinės šviesos absorbciją.

Šviesos absorbciją medžiagose galime charakterizuoti trimis dydžiais:

a) *absorbcijos konstanta* K; b) *vidutiniu šviesos siekiamu toliu* $\omega = \frac{1}{K}$ ir c) *absorbcijos koeficientu* $(n\varkappa) = \frac{\lambda_0}{4\pi} K$; čia λ_0 yra šviesos bangos ilgis absorbento išorėje (vakuume), n — medžiagos lūžimo rodiklis.

Absorbcijos konstantą taip išreiškiame. Sakykime, kad pradinio stiprumo I_0 šviesa, praėjusi medžiagos sluoksnį x, yra

stiprumo I. Praėjusi dar nykstamai mažo storio sluoksnį dx, ji susilpnėja dydžiu dI; tada dI yra tiesiai proporcingas I ir dx. Jei proporcingumo koeficientą pažymėsime K, tai

$$dI = -KI \cdot dx. \tag{58,1}$$

Suintegravę ribose $x=0$ ir $x=d$, gausime:

$$I = I_0 e^{-Kd}. \tag{58,2}$$

Jei medžiagos sluoksnio storį išreikšime centimetrais, tai K nusakys sluoksnio storį (cm), kurį praeidama šviesa susilpnėja e kartų. K dimensija cm^{-1}.

Matuojant absorbcijos konstantą K, reikia atsižvelgti į tai, kad šviesa iš dalies atsispindi nuo paviršiaus. Kad nereiktų matuoti atsispindėjusios šviesos, paprastai, išmatuojama absorbcija, einant šviesai pro tos pat medžiagos storio d_1 ir d_2 sluoksnius. Tada

$$I = I_0 e^{K(d_2 - d_1)}. \tag{58,3}$$

1729 m. Bugeris nustatė tokį dėsningumą:

absorbcijos konstanta K nepriklauso nuo šviesos stiprumo I ir nuo medžiagos sluoksnio storio d.

Tas rodo, kad absorbuotoji šviesa sužadina tik labai mažą medžiagos molekulių dalį ir kad jų sužadinto būvio trukmė yra trumpa (apie 10^{-8} s). Apskritai, absorbcijoje turi reikšmės ne medžiagos sluoksnio storis, bet šviesą absorbuojančių molekulių skaičius. Taikydami šį dėsningumą tirpalams, absorbcijos konstantą K galime laikyti proporcinga absorbuojančių šviesą molekulių koncentracijai c, taigi $K=Ac$. Tada absorbcijos dėsnį galėsime taip išreikšti:

$$I = I_0 e^{-Acd}. \tag{58,4}$$

Ši lygtis išreiškia *apibendrintą Bugerio dėsnį.*

Bėras teigė, kad dydis A nepriklauso nuo koncentracijos c ir yra būdingas absorbuojančios medžiagos molekulėms. Vadinasi, molekulių absorbcijos pajėgumas nepriklauso nuo jų sąveikos. Bet matavimai parodė, kad, esant didelėms koncentracijoms, kada nuotolis tarp absorbuojančių šviesą molekulių labai sumažėja, šis Bėro teiginys nebepasitvirtina. Be to, dažnai A priklauso

ir nuo tirpiklio, taigi tirpiklio molekulės turi įtakos ištirpintųjų medžiagų absorbcijai.

Absorbcijos konstantą nustatome iš matavimo duomenų. Skaičiuodami, paprastai, naudojame kitą absorbciją charakterizuojantį dydį — absorbcijos koeficientą ($n\varkappa$), kuris siejamas su absorbcijos konstanta tokia lygtimi:

$$(n\varkappa) = K\frac{\lambda_0}{4\pi}. \qquad (58,5)$$

Tada kritusios šviesos bangos amplitudės A mažėjimą galėsime taip išreikšti:

$$A = A_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda_0}(n\varkappa)x}, \qquad (58,6)$$

čia A_0 yra kritusios bangos amplitudė. Ši lygtis nurodo, kad bangai sklindant kelyje $x=\lambda_0$, jos amplitudė sumažėja $e^{-2\pi(n\varkappa)}$ dalim. Tada absorbuojamos bangos lygtį galime taip išreikšti:

$$S = Ae^{i\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)} = A_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda_0}(n\varkappa)x} e^{i\omega\left(t-\frac{nx}{c}\right)}, \qquad (58,7)$$

čia c yra šviesos sklidimo greitis vakuume, u — absorbuojančioje medžiagoje, $\omega=2\pi\nu$. Neslopinamos, taigi neabsorbuojamos bangos lygtis bus tokia:

$$S = A_0 e^{i\omega\left(t-\frac{nx}{c}\right)}. \qquad (58,8)$$

Palyginę lygtis (58,7) ir (58,8), matome, kad jei lygtyje (58,8) vieton n įstatytume $n'=n(1-i\varkappa)$, tai gautume (58,7). Taigi absorbcijos įtaką bangos sklidimui galime surasti, pakeitę neslopinamos bangos lygtyje (58,8) realųjį lūžimo rodiklį n kompleksiniu $n'=n(1-i\varkappa)$, kuris sudėtas iš 2 dalių: lūžimo rodiklio n ir absorbcijos koeficiento ($n\varkappa$). Kompleksinis lūžimo rodiklis plačiai naudojamas šviesos bangų absorbcijai skaičiuoti.

§ 59. ŠVIESOS DISPERSIJOS ELEKTRONINĖS TEORIJOS PAGRINDAI

Šviesos dispersijos reiškinius jau bandė aiškinti Frenelis. Jis teigė, kad šviesos eterio dalelių ypatybės pakinta medžiagoje, todėl pasikeičia ir šviesos sklidimo greitis. Remdamasis šiais Frenelio teiginiais, Koši 1826—1835 m. sukūrė šviesos bangų

dispersijos teoriją, kurioje taip išreiškiama lūžimo rodiklio n priklausomybė nuo bangos ilgio λ_0 vakuume:

$$n=a+\frac{b}{\lambda_0^2}+\frac{c}{\lambda_0^4}+\frac{d}{\lambda_0^6}+\ldots, \qquad (59,1)$$

čia a, b, c,... yra tam tikros konstantos. Koši teorija tiksliai nusakė normaliosios dispersijos $n=f(\lambda)$. Nesiekiant didesnio tikslumo, galima pasitenkinti 3 formulės (59,1) nariais.

Bet vėliau buvo atrasta anomalioji dispersija. Norėdamas išaiškinti normaliąją ir anomaliąją dispersiją, Zelmeijeris 1871 m. sukūrė naują šviesos dispersijos teoriją, pagrįsdamas ją medžiagos molekulių ir eterio dalelių sąveika. Šioje teorijoje molekulėms skiriamas kai kuris savasis svyravimų dažnumas. Šiuo būdu buvo išaiškinta šviesos absorbcijos juostų susidarymas ir lūžimo rodiklio n priklausomybė nuo molekulių svyravimo dažnumo toli ir arti prie absorbcijos juostos bei pačioje juostoje.

Nors elektromagnetinė šviesos bei atomo kvantinė teorijos iš esmės pakeitė medžiagos (atomų bei molekulių) ir šviesos sąveikos vaizdinius, bet Zelmeijerio teorijos pagrindiniai teiginiai išliko ir vėlesnėse šviesos dispersijos teorijose. Susipažinkime su Lorenco sukurtos elektroninės šviesos dispersijos teorijos pagrindais.

Atomuose bei molekulėse turime pririštus prie tam tikrų pusiausvyros vietų elektronus. Kritusios šviesos bangos elektromagnetinis laukas priverčia juos paslinkti iš pusiausvyros vietos nuotoliu s. Tada atomas virsta elektriniu dipoliu, kurio elektrinis momentas $p=es$; čia e yra elektrono elektros krūvis. Jei medžiagos tūrio vienete yra N atomų, tai sukurtas 1 cm^3 medžiagos elektrinis momentas, arba poliarizacija $P=Nes$. Kada medžiagoje atomai bei molekulės yra skirtingos, tai

$$P=\sum N_i e_i s_i, \qquad (59,3)$$

čia i pažymi dipolių rūšį. Pirmuoju atveju elektrostatinė indukcija

$$D=\varepsilon E=E+4\pi P=E+4\pi Nes, \qquad (59,3)$$

E yra šviesos elektrinio lauko stiprumas, nuo kurio priklauso poslinkis s, $s=f(E)$. Bet pagal elektromagnetinę šviesos teoriją $\varepsilon=n^2$. Taigi, sprendžiant šviesos dispersijos klausimą, reikia

išnagrinėti atomo elektronų priverstinuosius svyravimus (I dal. § 54). Reikia pažymėti, kad šviesos banga priverčia paslinkti iš pusiausvyros vietos ir svyruoti tik silpniau surištus su branduoliu elektronus. Juos vadiname *optiniais elektronais*.

Paslinkusį iš pusiausvyros vietos elektroną grąžina atgal kvazielastinga jėga — fs, proporcinga elektrono poslinkiui s; čia f yra proporcingumo (elastingo ryšio) koeficientas. Pažymėkime elektrono savąjį dažnumą $\omega_0 = \sqrt{\frac{f}{m}}$, kur m yra elektrono masė. Toks elektrono svyravimas yra kvaziharmoningas ir neslopinamas. Tačiau iš tikrųjų elektronas svyruoja slopinamai; jo svyravimo amplitudė mažėja. Jo svyravimą slopina įvairūs veiksniai, pvz., svyruodamas jis spinduliuoja; jei nėra izoliuotas, tai sąveikoja su aplinka ir kt. Veikiant panašiems veiksniams, elektrono svyravimą slopinanti jėga G yra proporcinga elektrono svyravimo greičiui $\frac{ds}{dt}$; ją galime taip išreikšti:

$$G = -g\frac{ds}{dt},$$

čia g yra proporcingumo koeficientas, priklausantis nuo atomo arba molekulės prigimties. Kai nuotoliai tarp atomų arba molekulių yra dideli ir jų sąveika silpna, pvz., praretintose dujose, priverčianti elektroną svyruoti elektromagnetinio lauko elektrinė jėga

$$eE = eE_0 \cdot \sin \omega t,$$

čia E_0 yra elektrinio vektoriaus amplitudė, ω — šviesos bangos kampinis dažnumas.

Taigi šviesos bangos sukeltą elektrono judėjimą galime nusakyti tokia lygtimi:

$$m\frac{d^2s}{dt^2} = eE - fs - g\frac{ds}{dt},$$

arba

$$\frac{d^2s}{dt^2} + \frac{g}{m}\frac{ds}{dt} + \omega_0^2 s = \frac{e}{m}E_0 \cdot \sin \omega t. \qquad (59{,}4)$$

Šią lygtį išsprendę, galime surasti s, o jį turėdami — $P = Nes$ ir $\varepsilon = n^2$, kaip dydžių e, m, ω_0 ir g bei išorinio elektrinio lauko dažnumo ω funkcijas.

Iš pradžių sakykime, kad $g=0$. Tada elektrono judėjimą nusakys tokia lygtis:

$$\frac{d^2s}{dt^2}+\omega_0^2 s=\frac{e}{m}E_0\cdot\sin\omega t. \qquad (59,5)$$

Šios lygties sprendinį taip išreikškime:

$$s=A\cdot\sin\omega t. \qquad (59,6)$$

Išdiferencijavę jį, surasime $\frac{d^2s}{dt^2}$ ir, jo reikšmę įstatę į lygtį (59,5), gausime:

$$A=\frac{eE_0}{m\left(\omega_0^2-\omega\right)}.$$

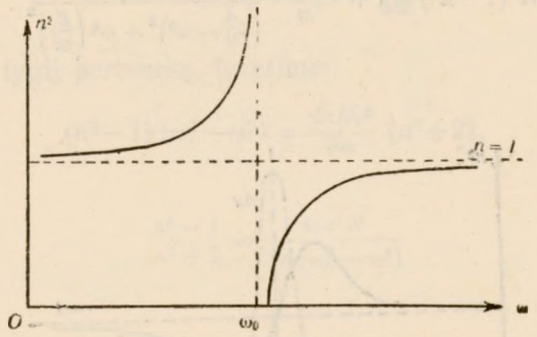
Tada

$$P=Nes=N\frac{e^2}{m}E_0\frac{\sin\omega t}{\omega_0^2-\omega^2},$$

o iš čia

$$\varepsilon=n^2=1+\frac{4\pi Ne^2}{m\left(\omega_0^2-\omega^2\right)}. \qquad (59,7)$$

Lygtis (59,7) išreiškia n^2 priklausomybę nuo išorinio elektrinio lauko dažnumo ω. Grafiškai šią priklausomybę pavaizduoja



187 pav.

187 pav. kreivė. Tarp $\omega=0$ ir $\omega=\omega_0$, $n>1$ ir ω augant, didėja iki ∞. Šioje srityje dispersija yra normali. Tarp $\omega=\omega_0$ ir $\omega=\infty$, $n<1$ ir didėja nuo $-\infty$ iki 1. Ir čia turime normalią dispersiją.

Kai $\omega=\omega_0$, $n=\infty$; tokią n reikšmę gauname todėl, kad laikėme $g=0$, o to iš tikrųjų taip nėra.

Kai medžiagoje turime kelių rūšių osciliatorius, kurių savieji svyravimų dažnumai yra atitinkamai ω_i, tai lygtis (59,7) taip išreiškiama:

$$n^2=1+4\pi\sum\frac{N_i e_i^2}{m_i}\frac{1}{\omega_{0i}^2-\omega_i^2}. \qquad (59,8)$$

Šiuo atveju dispersijos kreivė pasiskirsto į keletą šakų.

Kai $g\neq 0$, reikia imti kompleksinį lūžimo rodiklį $n'=n-in\varkappa$, kuris išreiškia sklindančios šviesos bangos sklidimo aplinkoje greitį ir jos amplitudės kitimą. Tada lygties (59,4) sprendinys bus sklindančios, pvz., ašies z kryptimi, bangos lygtis

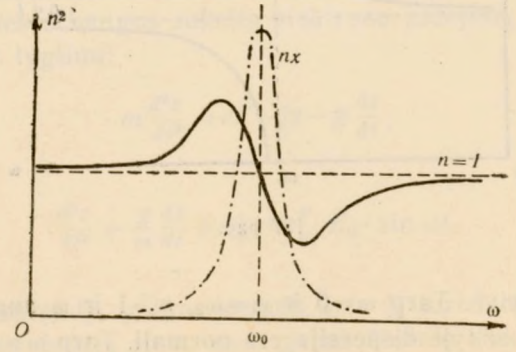
$$s=A_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda_0}(n\varkappa)z}e^{i(\omega t-\varphi)}, \qquad (59,9)$$

čia $\varphi=2\pi\frac{zn}{\lambda_0}$.

Įstatę šį sprendinį į (59,4), surasime n' ir n:

$$2n^2\varkappa=\frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{\omega\frac{g}{m}}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\left(\frac{g}{m}\right)^2},$$

$$n^2(1-\varkappa^2)=1+\frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{\omega_0^2-\omega^2}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\left(\frac{g}{m}\right)^2}. \qquad (59,10)$$



188 pav.

188 pav. kreivės pavaizduoja n ir $n\varkappa$ priklausomybę nuo ω. Šiuo atveju, esant $\omega=\omega_0$, n reikšmė yra baigtinė, nes į lygties (59,10) vardiklį įeina slopinimo narys $\frac{g}{m}\omega$, kuris nelygus nuliui.

Kondensuotose sistemose (suslėgtose dujose, skysčiuose bei kietuose kūnuose) pasireiškia aplinkos molekulių įtaka. Tada veikiančio osciliatorių (elektroną) elektrinio lauko stiprumas

$$E'=E+\frac{4\pi P}{3},$$

čia E yra poliarizuojančio (išorinio) elektrinio lauko stiprumas, P — poliarizacija. Lygtį (59,5) reikės taip išreikšti:

$$m\frac{d^2s}{dt^2}+fs=eE'=eE+\frac{4\pi e}{3}P. \qquad (59,11)$$

Padauginę šią lygtį iš eN ir Nes pakeitę P, o $f=m\omega_0^2$, gausime:

$$m\frac{d^2P}{dt^2}+\left(m\omega_0^2-\frac{4\pi Ne^2}{3}\right)P=Ne^2E.$$

Iš šios lygties surasime P, o iš lygties (59,11) apskaičiuosime $\varepsilon=n^2$:

$$n^2=1+\frac{4\pi N\frac{e^2}{m}}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)-\frac{4\pi Ne^2}{3m}}.$$

Pastarąją lygtį pertvarkę, turėsime:

$$(n^2-1)\left(\omega_0^2-\omega^2\right)=\frac{4\pi Ne^2}{3m}(n^2+2).$$

Iš čia

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}=\frac{4\pi e^2N}{3m\left(\omega_0^2-\omega^2\right)} \qquad (59,12)$$

arba

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{\varrho}=const.=R. \qquad (59,13)$$

nes e, m, ω_0 ir ω yra pastovūs dydžiai, o molekulių skaičius 1 cm^3 N yra proporcingas medžiagos tankiui ϱ. Ši konstanta vadinama *santykiniu lūžimu (refrakcija)* ir žymima R. Ji

nepriklauso nuo medžiagos tankio, ką patvirtino ir tyrimai. Padauginę R iš medžiagos atominio arba molekulinio svorio A arba M, gausime atitinkamai atominį arba molekulinį lūžimą R_A ir R_M.

Metaluose turime daug laisvųjų elektronų, kurių savasis dažnumas $\omega_0=0$. Todėl, taikant lygtį (59,10) metalams, ją reiks taip išreikšti:

$$2n\varkappa^2=\frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{\frac{g}{m}}{\omega\left[\omega^2+\left(\frac{g}{m}\right)^2\right]},$$
$$n^2(1-\varkappa^2)=1-\frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{1}{\omega^2+\left(\frac{g}{m}\right)^2}. \qquad (59,14)$$

Tyrimo duomenys rodo, kad lygtys (59,14) gerai tinka tik infraraudonųjų spindulių dispersijai; šių spindulių dažnumas yra mažesnis negu regimosios bei ultravioletinės šviesos. Pastarosios šviesos dispersijai žymios įtakos turi surištieji elektronai.

Rentgeno spindulių dažnumas yra žymiai didesnis už atomo savąjį dažnumą, todėl ω_0 galime atmesti. Tada dispersijos lygtis (59,7) pasidarys tokia:

$$n^2=1-\frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}. \qquad (59,15)$$

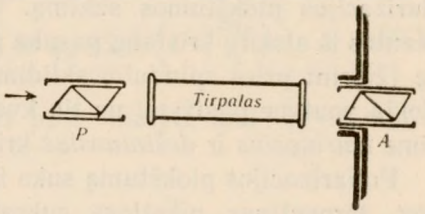
Taigi rentgeno spindulių rodiklis $n<1$, nors ir labai mažai tesiskiria nuo vieneto. Pvz., einant pro stiklą, rentgeno spindulių lūžimo rodiklis $n=1-1\cdot10^{-6}=0{,}999999$. Todėl, jei rentgeno spinduliai kris kampu, didesniu už kritinį, jie visiškai atsispindės nuo oro — stiklo skiriamojo paviršiaus.

§ 60. POLIARIZACIJOS PLOKŠTUMOS SUKIMAS OPTIŠKAI AKTYVIOSE APLINKOSE

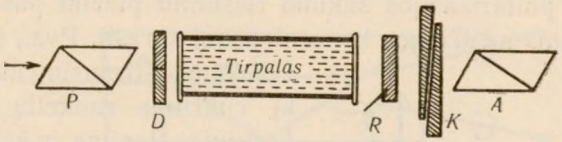
Jei tarp sukryžiuotų nikolių padėsime indelį su cukraus tirpalu arba kvarco plokštelę, išpiautą lygiagrečiai su optine ašimi, tai regimasis laukas nušvis; kad jis vėl pasidarytų tamsus, reikia vieną nikolį pasukti kai kuriuo kampu. Šį reiškinį vadiname *poliarizacijos plokštumos sukimu*. Jį atrado Arago 1811 m. Aplinkas (medžiagas), sukančias poliarizacijos plokštumą, vadiname

optiškai aktyviomis aplinkomis. Tokios yra kai kurie kristalai, skysčiai, kai kurių medžiagų vandeniniai tirpalai.

Medžiagų poliarizacijos plokštumos sukimui tirti, paprastai, naudojamas *poliarimetras.* Jį sudaro du nikoliai, poliarizatorius *P* ir analizatorius *A* (189 pav.). Su analizatorium sujungtas apskritos skalės nonijus, kuris leidžia analizatoriaus pasukimo kampus atskaityti skalėje. Monochromatinei šviesai gauti pastatomas šviesos filtras. Tarp sukryžiuotų poliarizatoriaus ir analizatoriaus padedama tiriamoji medžiaga, ir analizatorius pasukamas tiek, kad nušvitęs laukas vėl pasidarytų tamsus. Patobulintuose poliarimetruose, paprastai, naudojama kvarco dviguba plokštelė *D* nevienodai laukui nušviesti (190 pav.); tada analizatorius tiek pasukamas, kad nevienodai nušviestos regimojo lauko dalys būtų apšviestos vienodai. Be to, poliarizacijos plokštumos pasukimo kampui išmatuoti naudojamas Soleilio kompensatorius iš dešiniojo sukimo kvarco plokštelės *R* ir dviejų pleišto formos kairiojo sukimo sudėtų kvarco



189 pav.



190 pav.

prizmių, kurios stumdamos viena kitą, sudaro kintamo storio plokštelę *K*. Prizmių poslinkis atskaitomas prietaiso skalėje.

Ištyrus poliarizacijos plokštumos sukimą, buvo susekti tokie šio reiškinio dėsningumai. Kietų medžiagų poliarizacijos plokštumos pasukimo kampas φ yra proporcingas medžiagos sluoksnio storiui d; jei proporcingumo koeficientą pažymėsime α, tai

$$\varphi = \alpha d. \qquad (60,1)$$

α vadiname medžiagos *specifiniu sukimu*; jis priklauso ne tik nuo medžiagos, bet ir nuo šviesos bangos ilgio λ. Pvz., 1 mm

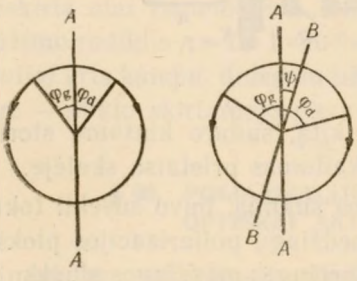
storio kvarco plokštelė, nušviesta lygiagrečiai su optine ašimi, pasuka poliarizacijos plokštumą: ją nušvietus raudonais spinduliais — 15°, geltonais — 21°, žaliais — 27°, mėlynais — 33° ir violetiniais — 51°. Taigi pasireiškia poliarizacijos plokštumos sukimo *chromatinė dispersija*. Apskritai, α yra proporcingas λ^2. Pakitus spindulio sklidimo krypčiai, pasikeičia ir plokštumos pasukimo kryptis. Apskritai, kalbame apie dešinįjį ir kairįjį poliarizacijos plokštumos sukimą. Vienos kvarco plokštelės, išpiautos iš atskirų kristalų, pasuka poliarizacijos plokštumą į kairę (žiūrint prieš spindulio sklidimo kryptį), o kitos — į dešinę. Tokia ypatybe pasižymi ne tik kvarcas, bet ir kiti kristalai. Turime *kairiuosius* ir *dešiniuosius* kristalus.

Poliarizacijos plokštumą suka ir daugelis skysčių bei tirpalų, pvz., terpentinas, nikotinas, cukraus tirpalas ir kt. Bio surado, kad pasukimo kampas φ yra tiesiog proporcingas skysčio sluoksnio storiui d ir tirpalo koncentracijai c. Jei proporcingumo koeficientą pažymėsime $[\alpha]$, tai

$$\varphi = [\alpha] dc. \qquad (60,2)$$

$[\alpha]$ vadiname *poliarizacijos plokštumos sukimo konstanta*. Šis dėsningumas parodo, kad tirpalų plokštumos sukimas yra jų molekulių ypatybė, nes jis priklauso nuo ištirpintos medžiagos molekulių koncentracijos c.

Tirpalų poliarizacijos sukimo reiškiniu plačiai pasinaudojame ištirpusios medžiagos koncentracijai surasti. Pvz., šiuo būdu susekame ištirpusio cukraus kiekį cukrinių runkelių sunkoje, kraujyje, šlapime ir kt. Tokiems matavimams paprastai naudojame anksčiau aprašytą poliarimetrą.



191 pav.

Poliarizacijos plokštumos sukimas aiškinamas savotišku apskritai poliarizuotos šviesos dvigubu lūžimu optiškai aktyviose medžiagose. Iš harmoningų svyravimų sudėties (I dal. § 53) žinome, kad tiesinį svyravimą galime išskaidyti į du priešingų (dešinės ir kairės) sukimo krypčių ir vienodo greičio, tik dvigubai mažesnės amplitudės apskritus svyravimus

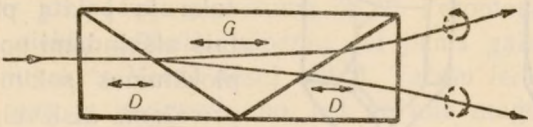
(191 pav., *a*). Kai vieno kurio apskrito svyravimo greitis pakinta, tai pasikeičia ir svyravimų azimutas AA, pasisukdamas į BB (191 pav., *b*). Azimuto pasisukimo kampas ψ priklauso nuo abiejų spindulių sklidimo greičio, taigi nuo jų lūžimo rodiklių skirtumo ir išreiškiamas taip. Pažymėkime dešinėn besisukančio spindulio fazę φ_d, jo sklidimo greitį u_d ir jo lūžimo rodiklį n_d, o kairėn — atitinkamai φ_g, u_g ir n_g. Tada abiejų spindulių fazės

$$\varphi_d = 2\pi\nu\left(t - \frac{zn_d}{c}\right) \text{ ir } \varphi_g = 2\pi\nu\left(t - \frac{zn_g}{c}\right), \qquad (60,3)$$

nes $u_d = \frac{c}{n_d}$ ir $u_g = \frac{c}{n_g}$. Iš 191 pav. matyti, kad $\varphi_d - \psi = \varphi_g + \psi$ ir $\psi = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2}$; taigi

$$\psi = \frac{2\pi\nu l}{2c}(n_g - n_d) = \frac{\pi l}{\lambda_0}(n_g - n_d), \qquad (60,4)$$

čia $z = l$ ir $\frac{2\pi\nu}{2c} = \frac{\pi}{\lambda_0}$, kur ν — sklindančios bangos dažnumas, o λ_0 — jos ilgis vakuume. Kai $n_g > n_d$, bangos svyravimų, taigi ir poliarizacijos plokštuma pasukama dešinėn, o kai $n_d > n_g$ — kairėn. Taip aiškino poliarizacijos plokštumos sukimą Frenelis. Norėdamas eksperimentiškai patikrinti šį aiškinimą, jis padirbo sudėtingą stačiakampę prizmę (192 pav.), susidedančią iš trijų

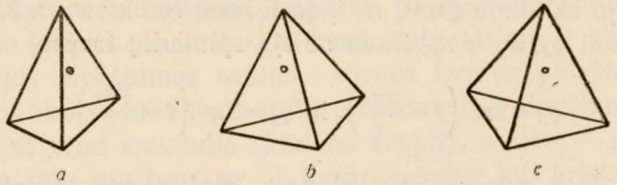


192 pav.

trikampių prizmių, dviejų iš dešiniojo (D) ir vienos iš kairiojo (G) kvarco. Praėjęs pro ją, tiesiai poliarizuotas spindulys išsiskaido ir išsiskiria į du apskritai poliarizuotus spindulius.

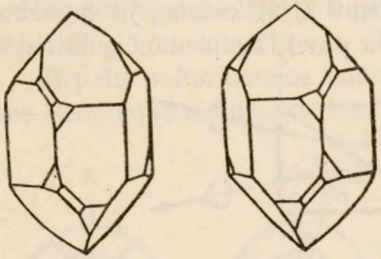
Kristalų poliarizacijos plokštumos sukimą sąlygoja taisyklingas, bet įvairiomis kryptimis skirtingas dedamųjų dalelių (atomų arba jonų) išsidėstymas. Skysčių bei tirpalų poliarizacijos plokštumos sukimą sukelia molekulės, kuriose atomai taipgi išdėstyti tam tikra tvarka. Pvz., CH_4 molekulėje anglies atomas yra tetraedro viduje (dažnai jo centre), o kertes užima vandenilio atomai (193 pav., *a*).

Kai kurių medžiagų kristalai skiriasi tarp savęs plokštumų išsidėstymo tvarka; jos taip išsidėsto, kad vieno kristalo forma yra kito kristalo formos veidrodinis atspindys (194 pav.). Tokias kristalų formas vadiname *enantiomorfinėmis*. Enantiomorfiniai



. 193 pav.

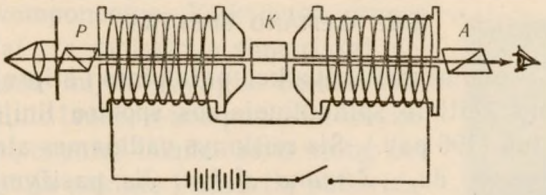
kristalai suka poliarizacijos plokštumą priešingomis linkmėmis, vienas kairėn, kitas dešinėn. Molekulės taipgi gali turėti enantiomorfines formas. Kartais paminėtoje CH_4 molekulėje C atomas yra ne tetraedro centre, bet pasistūmęs į šoną, vienose į dešinę, o kitose į kairę (193 pav., *b* ir *c*). Viena tokių molekulių forma esti veidrodinis kitų molekulių formos atspindys. Jei skystyje arba tirpale turėsime tik vienos kurios modifikacijos molekules, poliarizacijos plokštuma bus pasukta į vieną pusę, o kitos modifikacijos molekulės pasuka ją į kitą pusę. Taigi, taip aiškindami poliarizacijos plokštumos sukimo reiškinį, privalome atsižvelgti į molekulių dydį, kuris yra palyginti labai mažas (apytikriai 10^3 kartų mažesnis už šviesos bangos ilgį); spręsdami kitus šviesos ir medžiagos sąveikos klausimus, paprastai, to dydžio nepaisome.



194 pav.

1846 m. Faradėjus nustatė, kad padėtos į magnetinį lauką optiškai neaktyvios medžiagos pasidaro aktyviomis ir taipgi pasuka poliarizacijos plokštumą. Tokį pasukimą galime stebėti šiuo būdu. Tarp elektromagneto polių padėkime švino stiklo stripelį *K* ir jį pro angą elektromagneto ritėje nušvieskime poliarizatoriaus *P* tiesiai poliarizuota šviesa (195 pav.). Šviesa sklinda išilgai magnetinio lauko. Praėjusią šviesą stebėkime pro

analizatorių *A*. Nikolius sukryžiuokime. Kol magnetinio lauko nėra, regimasis laukas yra tamsus. Paleidus elektros srovę pro elektromagneto vijas, laukas nušvinta. Ir tik pasukus analizatorių tam tikru kampu, laukas vėl aptamsinamas. Stebėjimai parodė,



195 pav.

kad šis kampas φ yra tiesiog proporcingas stiklo sluoksnio storiui l ir magnetinio lauko stiprumui **H**. Pažymėję proporcingumo koeficientą α, poliarizacijos plokštumos pasukimo kampą galime taip išreikšti:

$$\varphi = \alpha l H; \qquad (60,5)$$

α vadiname *Verdė konstanta*; ji yra maža ir daugelio kūnų yra lygi tik šimtosioms minutės dalims. Tik feromagnetinių metalų (Fe, Ni ir Co) plonos (0,1 μ storio) plokštelės pasižymi palyginti dideliu poliarizacijos plokštumos pasukimu; 10 000 Oe stiprumo lauke jos pasuka plokštumą iki 2°. Feromagnetikų Verdė konstanta siektų dešimtis laipsnių, jei jiems galėtume taikyti anksčiau nusakytą Verdė dėsnį (60,5). Tačiau feromagnetikų α priklauso nuo jų įmagnetinimo, bet ne nuo magnetinio lauko stiprumo.

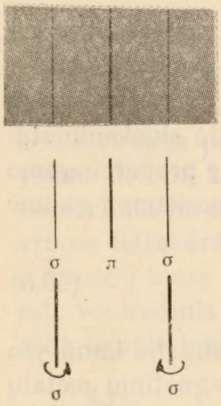
Poliarizacijos plokštumos sukimas priklauso nuo bangos ilgio; pastarajam kintant, Verdė konstanta α kinta. Verdė konstanta kiek priklauso ir nuo temperatūros.

Daugumas medžiagų magnetiniame lauke suka poliarizacijos plokštumą dešinėn, stebint išilgai magnetinio lauko. Tokias medžiagas vadiname *teigiamomis*. Bet kai kurios medžiagos ją suka kairėn; tai *neigiamos* medžiagos. Reikia pažymėti, kad poliarizacijos plokštumos sukimas toje pačioje medžiagoje nepriklauso nuo šviesos sklidimo medžiagoje krypties. Tai leidžia žymiai sustiprinti sukimo efektą, praleidžiant šviesą pro medžiagą kelis kartus.

Poliarizacijos plokštumos sukimas magnetiniame lauke taipgi aiškinamas dvigubu apskritai poliarizuotos šviesos lūžimu magnetiniame lauke. Šis reiškinys labai glaudžiai siejamas su kitu šviesos reiškiniu magnetiniame lauke — Zėmano efektu.

§ 61. ZĖMANO EFEKTAS

1896 m. Zėmanas pastebėjo, kad patalpinto į stiprų magnetinį lauką šviesos šaltinio spinduliuojamos spektro linijos suskyla į komponentus (196 pav.). Šis reiškinys vadinamas atradėjo vardu — *Zėmano efektu*. Jis pasižymi tokiomis būdingomis ypatybėmis. Stebint statmenai magnetinio lauko jėgų linijų krypčiai, spektro linija suskyla į 3 atskiras linijas — tripletą. Vidurinė linija užima pirminės spektro linijos vietą; ji yra poliarizuota ir jos elektrinis vektorius svyruoja išilgai magnetinio lauko jėgų linijų krypties. Ją vadiname *π-komponentu*. Iš abiejų jos pusių vienodai nutolusios švyti dvi kraštinės linijos — *σ-komponentai*; jų svyravimų kryptis statmena magnetinio lauko krypčiai. Pastarųjų komponentų bangos ilgio pakitimas $\Delta\lambda$ yra proporcingas magnetinio lauko stiprumui H ir pirminės spektro linijos bangos ilgio λ kvadratui, taigi



196 pav.

$$\Delta\lambda = a\lambda^2 H; \qquad (61,1)$$

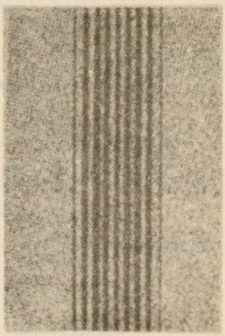
čia a yra konstanta, vadinama *Lorenco vienetu*. Kai H išreiškiamas amperais, padalytais iš metrų, λ — metrais, tai $a = 3{,}74 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{A^{-1}}$. Jei vieton bangos ilgio paimtume bangų skaičių $\frac{1}{\lambda} = \nu_0$, tada jo pakitimas magnetiniame lauke būtų išreiškiamas tokia formule:

$$\Delta\nu_0 = aH\ \mathrm{m^{-1}}. \qquad (61,2)$$

Kai stebime magnetinio lauko jėgų linijų kryptimi, efekto vidurinė (π) linija išnyksta ir pasilieka tik abi kraštinės (σ) linijos, kurios šiuo kartu yra apskritai poliarizuotos priešinga viena kitai kryptimi.

Zėmano pastebėtas efektas — spektro linijos skilimas į tripletą — vadinamas *normaliuoju Zėmano efektu*; jis pasitaiko retai.

Šios rūšies efektas stebimas, tiriant vandenilio, cinko, kadmio ir kitų elementų vienlypes spektro linijas. Žymiai dažniau pasitaiko *anomalusis Zėmano efektas*. Stebėdami skersai magnetinio lauko, matome spektro liniją, suskilusią į dviejų grupių komponentus, kurių skaičius grupėse kartais prašoka 10 (197 pav.): į π- ir σ-komponentus. Kiekvienos grupės komponentai yra pasiskirstę simetriškai pirminės spektro linijos atžvilgiu. Stebint išilgai magnetinio lauko, π-komponentai išnyksta, o σ-komponentai išlaiko savo vietą, bet jų poliarizacija pakinta į apskritą poliarizaciją. Komponentų bangų ilgio pakitimas $\Delta\lambda$ arba jų bangų skaičiaus $\Delta\nu$ kitimas ne labai stipriuose magnetiniuose laukuose yra proporcingas lauko stiprumui H.



197 pav.

Apskritai, Zėmano efekto pobūdis priklauso tik nuo spektro linijos. Anomaliojo efekto komponentų bangų skaičiaus kitimas $\Delta\nu_0'$ yra proporcingas normaliojo efekto bangų skaičiaus kitimui $\Delta\nu_0$:

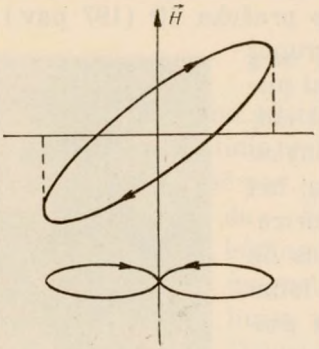
$$\Delta\nu_0' = \frac{q}{r}\Delta\nu_0, \qquad (61,3)$$

kur q ir r yra sveikieji skaičiai. Pagaliau reikia pažymėti, kad labai stipriuose magnetiniuose laukuose anomalusis Zėmano efektas virsta normaliuoju. Šis reiškinys vadinamas *Pašeno* ir *Bako efektu*.

Normalųjį Zėmano efektą galima paaiškinti, remiantis klasikinės arba kvantinės fizikos vaizdiniais, o anomalųjį — tik kvantine teorija. Elektromagnetinę normaliojo Zėmano efekto teoriją yra sukūręs Lorencas.

Pagal elektromagnetinę šviesos teoriją šviesą spinduliuoja osciliatoriai — judančios netolyginiu greičiu elektringos dalelės. Sakykime, kad toks osciliatorius skrieja elipsine orbita, kurios normalė sudaro kai kurį kampą su išorinio magnetinio lauko **H** kryptimi (198 pav.). Judėjimą elipsiu visada galime išskaidyti į du tiesinius statmenų krypčių harmoningus judėjimus (I dal. § 53), šiuo atveju į statmeną ir lygiagretų su magnetinio lauko kryptimi. Antra vertus, kiekvieną tiesinį harmoningą

judėjimą galime laikyti sudėtą iš dviejų vienodo greičio, tik priešingų krypčių judėjimų apskritimu, bet dvigubai mažesnės amplitudės. Taigi, osciliatoriaus judėjimą elipsiu galime pakeisti tokiais trimis jo judėjimais: tuo pat metu jis svyruoja magnetinio lauko kryptimi ir skrieja apskritimu priešingomis linkmėmis (kairėn ir dešinėn) vienodu greičiu statmenoje magnetinio lauko krypčiai plokštumoje. Osciliatoriaus judėjimą apskritimu nusako tokia lygtis:



198 pav.

$$F = m\omega^2 r; \qquad (61,4)$$

čia m yra osciliatoriaus masė, r — apskritimo radiusas, ω — kampinis greitis.

Išoriniame magnetiniame lauke osciliatoriaus svyravimas išilgai lauko nepasikeis, bet pakitės jo kampinis skriejimo greitis apskritimu: viena kryptimi jis padidės, o kita — sumažės. Kampinio greičio pakitimą $\Delta\omega$ galime taip surasti. Elektringą dalelę magnetiniame lauke veikia Lorenco jėga $F = evH \cdot \sin(\mathbf{v}, \mathbf{H})$, čia e yra dalelės elektros krūvis, $\mathbf{v}$ — jos judėjimo greitis, $(\mathbf{v}, \mathbf{H})$ — kampas tarp greičio ir elektrinio vektorių krypčių (II dal. § 99). Svyruojant osciliatoriui išilgai magnetinio lauko, $\sin(\mathbf{v}, \mathbf{H}) = 0$ ir $F = 0$; skriejant osciliatoriui apskritimu statmenoje magnetiniam laukui plokštumoje, Lorenco jėga $\Delta F = evH$, nes $\mathbf{v} \perp \mathbf{H}$ ir $\sin(\mathbf{v}, \mathbf{H}) = 1$. Taigi sudarius magnetinį lauką, osciliatorių veiks priedinė jėga $\Delta F = evH = er\omega H$, nukreipta radiuso kryptimi. Pakitus įcentrinei jėgai, turi pakitėti ir išcentrinė inercijos jėga $mr\omega^2$, atseit, turi pakitėti arba r, arba ω, arba abu kartu. Lanževenas parodė, kad šiuo atveju pakinta tik ω. Jei pastarojo pakitimą pažymėsime $\Delta\omega$, tai išoriniame magnetiniame lauke

$$F + \Delta F = mr\omega^2 + Her\omega = mr(\omega + \Delta\omega)^2. \qquad (61,5)$$

$\Delta\omega$ yra labai mažas, todėl $mr\omega^2$ bus taip pat mažas, ir jį galėsime atmesti. Tada iš (61,5) gauname

$$\Delta\omega = \frac{eH}{2m}. \qquad (61,6)$$

Dydį $\Delta\omega$ vadiname *Larmoro precesija*. Osciliatoriaus kampinio greičio pakitimą $\Delta\omega$ atitiks jo skriejimo dažnumo pakitimas

$$\Delta\nu = \frac{1}{4\pi}\frac{e}{m}H \qquad (61,7)$$

bei jo išspinduliuotos spektro linijos bangų skaičiaus pakitimas

$$\Delta\nu_0 = \frac{1}{4\pi c}\frac{e}{m}H, \qquad (61,8)$$

nes pagal klasikinį spinduliavimo proceso vaizdavimą, išspinduliuotos spektro linijos dažnumas yra lygus spinduliuojančio ją osciliatoriaus dažnumui.

Palyginus (61,8) su (61,2), išaiškėja, kad Lorenco vienetas $a = \frac{1}{4\pi c}\frac{e}{m}$.

Išmatavę spektro linijų skilimą magnetiniame lauke, galime surasti osciliatoriaus specifinį krūvį $\frac{e}{m}$. Matavimai parodė, kad osciliatoriai yra elektronai, taigi šviesą spinduliuoja ir absorbuoja atomų elektronai.

Uždaviniai

1. 1 mm storio išpiauta statmenai optinei ašiai kvarco plokštelė, padėta tarp dviejų nikolių, kurių vyriausiosios plokštumos yra lygiagrečios viena su kita. Apšvietus bangos ilgio $\lambda = 5893$ Å šviesa, poliarizacijos plokštuma pasukama kampu $\alpha = 20°$. Koks turi būti plokštelės storis, kad šviesa visai pranyktų?

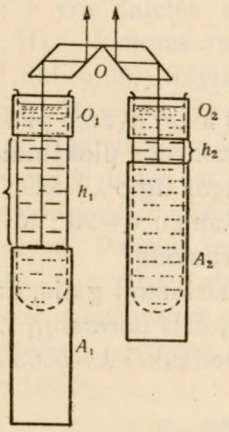
2. Kokia turi būti spektrografo prizmių skiriamoji galia, kad galima būtų pastebėti vandenilio spektro linijos H normalųjį Zėmano efektą 10 000 Oe stiprumo magnetiniame lauke? $\lambda = 6563$ Å.

XI SKYRIUS

ŠVIESOS IŠBARSTYMAS

§ 62. TINDALIO EFEKTAS

Šviesos spindulių pluoštas, praeidamas pro medžiagą silpnėja, sąveikojant spinduliavimui su medžiaga. Ši sąveika pasireiškia įvairiais būdais. Viena medžiagos absorbuoto spinduliavimo energijos dalis virsta kitokios rūšies energija, pvz., medžiagos atomų bei molekulių šilumine arba fotoelektronų kinetine energija (§ 70). Kita absorbuoto spinduliavimo energijos dalis yra medžiagos atomų išspinduliuojama to paties arba pakitusio ilgio šviesos bangomis, pvz., medžiagai fluorescuojant (§ 74), pasireiškiant Komptono (§ 65) arba kombinaciniam šviesos išbarstymui (§ 63). Pagaliau optiškai nevienalytėje aplinkoje šviesa išbarstoma įvairiomis kryptimis, šviesos spinduliams lūžtant bei difraguojant. Taip šviesa išbarstoma drumstose bei skaidriose, bet optiškai nevienalytėse aplinkose, pvz., emulsijose, dujose bei ore.



199 pav.

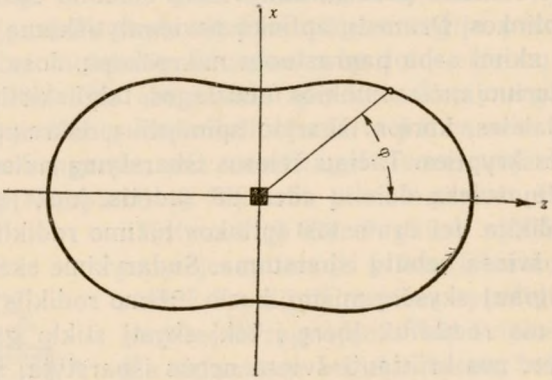
Šviesos išbarstymą įvairiomis kryptimis drumstose aplinkose pirmasis pastebėjo Tindalis, todėl šis reiškinys vadinamas *Tindalio efektu*. Taip išbarstytos šviesos spektrinė sudėtis nepakinta; tai parodo, kad drumstos aplinkos išbarsto įvairių ilgių bangas vienodai stipriai. Drumstų aplinkų išbarstytos šviesos stiprumą tiriame *nefelometrais*. Jais galime palyginti dviejų aplinkų apšviestumą; viena iš jų yra arba tam tikro drumstumo, arba žinomos koncentracijos aplinka, o kita — tiriama. Nefelometrą sudaro du vienodi cilindriniai indeliai O_1 ir O_2 (199 pav.), ku-

rių vieną pripildo tiriamuoju skysčiu, kitą — standartiniu koloidiniu tirpalu. Indeliai nušviečiami iš priekio krintančia šviesa. Išbarstytą šviesą stebime pro okuliarą O, kuris kreipia skysčių išbarstytą šviesą taip, kad ji nušviečia regimojo lauko atskiras dalis. Pastarųjų apšviestumas priklauso nuo skysčių išbarstytos šviesos stiprumo. Perstumdami dangtelius A_1 ir A_2, galime pakeisti nušviečiamų skysčių stulpelio aukščius h_1 ir h_2, nuo kurių priklauso išbarstytos šviesos stiprumas. Kai abiejų regimojo lauko pusių apšviestumas yra vienodas, tai išbarstančios šviesą ištirpintos medžiagos koncentracijos c_1 ir c_2 yra atvirkščiai proporcingos skysčio stulpelių aukščiams, taigi $c_1 : c_2 = h_2 : h_1$. Fotoelektriniuose nefelometruose išbarstytai šviesai leidžiama kristi į seleninius fotoelementus, kurie sujungiami su jautriais galvanometrais.

Tindalio efektas parodo, kad šviesą išbarsto optiškai nevienalytės aplinkos. Drumstų aplinkų nevienalytiškumą galime stebėti plika akimi arba paprastuoju mikroskopu. Jose aiškiai matome plūduriuojančias kitokios medžiagos, taigi skirtingų optinių savybių daleles, kurios išbarsto spindulius, iškreipdamos juos iš pirminės krypties. Tačiau šviesos išbarstymą nulemia ne tiek išbarstančių šviesą dalelių cheminė sudėtis, kiek jų skirtingas lūžimo rodiklis. Jei drumstos aplinkos lūžimo rodiklis būtų vienodas, tai šviesa nebūtų išbarstoma. Sudarykime skaidrų dviejų (arba daugiau) skysčių mišinį, kurio lūžimo rodiklis būtų lygus stiklo lūžimo rodikliui. Įbėrę į tokį skystį stiklo gabalėlių, jų nematysime, nes krintanti šviesa nebus išbarstyta. Šiuo reiškiniu, pvz., yra pagrįstas *Christianseno skystų filtrų* veikimas. Paprastai, toks skysčių mišinys yra optiškai visai vienalytis tik kai kurio siauro bangų ilgių tarpo šviesai. Todėl pro tokį filtrą praeina neišbarstyta tik tam tikro bangos ilgio šviesa; kitokio ilgio šviesa bus išbarstoma. Taigi praėjęs pro tokį filtrą šviesos spindulių pluoštas bus beveik monochromatinis.

Optiškai vienalyčių aplinkų metodas kartais taikomas medžiagų lūžimo rodikliui surasti, kai kitokiais būdais jis esti sunkiai matuojamas. Netirpstančią tiriamąją medžiagą gramzdiname į tam tikro šviesos lūžimo rodiklio skystį arba skysčių mišinį. Jei tiriamosios medžiagos ir skysčio šviesos lūžimo rodikliai yra vienodi, medžiaga pasidaro nematoma. Šiuo būdu, pvz., matuojamas susmulkintos medžiagos bei biralų šviesos lūžimo rodiklis.

Šviesą išbarsto ne tik drumstos, bet ir skaidrios medžiagos. Ištirpinkime distiliuotame vandenyje natriotiosulfato (Na_2SO_3) druskos. Tirpalas esti visai skaidrus ir apšviestas švyti melsvai, jei stebėsime jį iš šalies; pereinamoje šviesoje jis turi gelsvą atspalvį. Įlašinus keletą sieros rūgšties (H_2SO_4) lašų, iš pradžių melsvas tirpalo atspalvis kiek sustiprėja, bet, įpylus dar kiek rūgšties ir gerai išmaišius, jis pradeda nykti, virsdamas balkšvu. Vėliau iš tirpalo iškrinta akimi matomos druskos dalelės; tirpalas virsta drumsta aplinka. Šis tyrimas parodo, kad ir skaidrios aplinkos išbarsto šviesą, jei jos yra optiškai nevienalytės. Šiuo atveju aplinkos nevienalytiškumą sukelia ištirpusios smulkiai disperguotos druskos dalelės.



200 pav.

Išbarstytos šviesos atspalvis, taigi jos spektrinė sudėtis priklauso nuo ją išbarstančių dalelių dydžio. Įpylus į tirpalą rūgšties, ištirpusios druskos dalelės koaguliuoja ir stambėja, todėl kinta ir išbarstytos šviesos atspalvis. 1871 m. ištyręs, kaip stipriai išbarsto skirtingos spalvos, taigi ir bangos ilgio šviesą tam tikro dydžio dalelės, Relejus nustatė tokį dėsningumą: kol šviesą išbarstančių dalelių tiesinis matmuo yra mažesnis už barstomos šviesos bangos ilgį λ, tol išbarstytos šviesos stiprumas I yra atvirkščiai proporcingas šviesos bangos ilgio ketvirtajam laipsniui, taigi $I \sim \frac{1}{\lambda^4}$. Kai išbarstančių šviesą dalelių tiesinis matmuo

pasidaro to paties dydžio arba net didesnis už išbarstomos šviesos bangų ilgį, tada visų ilgių bangos išbarstomos beveik vienodu santykiu, taigi pasireiškia Tindalio efektas.

Išbarstytos šviesos stiprumas priklauso ir nuo stebėjimo kampo, kokį sudaro stebėjimo kryptis su spindulių kritimo kryptimi. Šią priklausomybę išreiškia tokia lygtis:

$$I_\varphi = \frac{1}{2} I_{\varphi=0} (1 + \cos^2 \varphi); \qquad (63,1)$$

čia $I_{\varphi=0}$ ir I_φ yra atitinkamai išbarstytos šviesos stiprumas pirmine ir stebima (φ) kryptimi. Grafiškai šią priklausomybę pavaizduoja 200 pav. kreivė, vadinama *indikatrise*. Stipriausiai šviesa išbarstoma pirminių spindulių kryptimi, silpniausiai — statmena spindulių kritimo krypčiai.

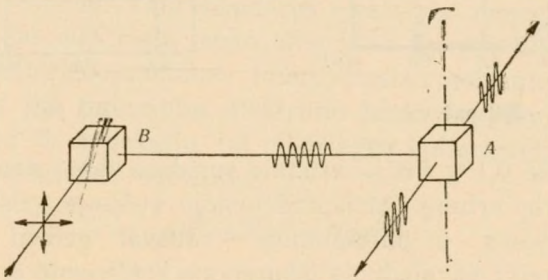
Sklindančios ašies z kryptimi natūralios šviesos vektorių **E** galime išskaidyti į du vienodo dydžio komponentus E_x ir E_y. φ kryptimi jie sužadina tokio stiprumo spinduliavimą:

$$I_{\varphi,x} = const \cdot E_x^2 \cdot \cos^2 \varphi \text{ ir } I_{\varphi,y} = const \cdot E_y^2,$$

nes apskritai $I_\varphi = const \cdot \cos^2 \varphi$. Bet $E_x^2 = E_y^2 = \frac{1}{2} E^2$, taigi,

$$I_\varphi = I_{\varphi,x} + I_{\varphi,y} = const \cdot \frac{1}{2} E^2 (1 + \cos^2 \varphi) = \frac{1}{2} I_{\varphi=0} (1 + \cos^2 \varphi),$$

jei $const \cdot \frac{1}{2} E^2$ pažymėsime $I_{\varphi=0}$.



201 pav.

Išbarstyta šviesa yra tiesiai poliarizuota. Tai galima parodyti šiuo būdu. Nepoliarizuotos šviesos spindulį paleiskime kristi į barstomąją medžiagą B (statmenai 201 pav. plokštumai). Elektrinio vektoriaus **E** svyravimų kryptis kinta be tvarkos; tai

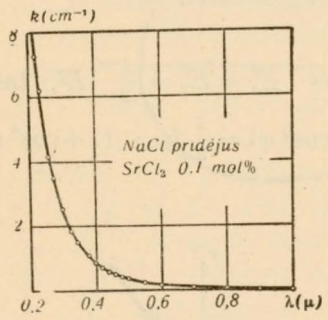
pažymėta dvigubomis strėlėmis paveikslo plokštumoje. Sužadinti dipoliai svyruoja lygiagrečiai su šiomis strėlėmis ir antrinę (išbarstytą) šviesą spinduliuoja svyravimui statmena kryptimi. Todėl paveikslo plokštumoje sklindanti išbarstyta šviesa yra poliarizuota tiesiai, tai parodo analizatorius *A*. Tiriamieji spinduliai turi sklisti statmena pirminiam spindulių pluoštui kryptimi, nes kitaip prie tiesiai poliarizuotos šviesos prisidės ir nepoliarizuota.

Išbarstomų spindulių stiprumas silpnėja. Jo pakitimas ΔI, praėjus spinduliams medžiagos sluoksnį Δx, yra proporcingas spindulių pradiniam stiprumui I ir Δx. Pažymėję proporcingumo koeficientą k, ΔI galėsime taip išreikšti:

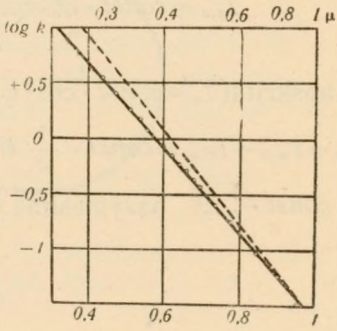
$$\Delta I = kI \cdot \Delta x; \qquad (63,2)$$

k vadiname *išbarstymo*, arba *ekstinkcijos koeficientu.*

Tyrimai rodo, kad kai kurių medžiagų išbarstytos šviesos stiprumas priklauso nuo bangos ilgio. Pvz., įmaišius į NaCl



202 pav.



203 pav.

kristalą apie 0,1% $SrCl_2$, kristale susidaro labai daug mažyčių tuščiavidurių ertmių. Atsispindėjusioje šviesoje kristalas švyti melsvai žydriu, o pareinamoje — rausvai gelsvu atspalviu. 202 pav. kreivė pavaizduoja išbarstymo koeficiento k, o 203 pav. tiesė — $\log k$ priklausomybę nuo bangos ilgio λ; 0,2—0,4 μ tarpe k staigiai didėja, bangai trumpėjant.

Selektyvų trumpųjų šviesos bangų išbarstymą matome dažnai. Pienuotas vanduo švyti žydrai. Melsvai švyti švelni oda tamsiame paviršiaus venų fone. Dangus turi sodrią žydrą spalvą. Kuo ilgesnis šviesos kelias oro atmosferoje, tuo daugiau

išbarstoma mėlynųjų spindulių. Todėl besileidžianti arba tekanti saulė yra gelsvai rausva, o kartais net raudona.

Labai smarkiai šviesą išbarsto kritinio būvio skaidri medžiaga. Šį reiškinį vadiname *kritine opalescencija*. Kritiniame būvyje pasireiškia žymi medžiagos tankio fluktuacija, kuri stipriai išbarsto šviesą. Labai stipriai ji išbarstoma ir skysčių susimaišymo kritinėje temperatūroje. Kambario temperatūroje kai kurie skysčiai susimaišo tik tam tikra proporcija. Tačiau, juos pašildžius, susimaišo bet kurie jų kiekiai. Pvz., CS_2 ir metilinis alkoholis, pakėlus jų temperatūrą iki 40°C, maišosi bet kuria proporcija. Pereinamo būvio skysčių mišinys labai fluktuoja ir stipriai išbarsto šviesą.

Pagaliau šviesą stipriai išbarsto ir dviejų nesimaišančių skysčių skiriamasis paviršius, kuris nėra veidrodiškai lygus. Nelygumus sukelia skysčio molekulių judėjimas paviršiaus sluoksnyje. Jie tuo žymesni, kuo skysčio paviršiaus įtempimas mažesnis. Gyvsidabrio paviršiaus įtempimas yra didelis, bet jį galima sumažinti, užpylus ant jo kito tinkamai parinkto skysčio. Tada gyvsidabrio paviršius šviesą išbarsto ypač stipriai.

Vadinasi, šviesa išbarstoma aplinkos (medžiagos) optinio nevienalytiškumo, susidarius aplinkoje mikroskopinėms skirtingų optinių ypatybių sritims. Pastarosios gali susidaryti dvejopai. Kritus šviesos bangai, elektromagnetiniam laukui veikiant, medžiagos molekulių arba atomų teigiamas bei neigiamas krūviai paslenka priešingomis kryptimis; molekulė arba atomas pasidaro elektriniu dipoliu. Taip susidaręs elektrinis momentas p_i yra proporcingas elektrinio lauko stiprumui **E**: $p_i = \alpha E$, kur α yra dalelės poliarizuojamumas. Indukuotasis molekulių elektrinis momentas yra nukreiptas elektrinio lauko kryptimi. Jei 1 cm^3 iš viso yra N_0 molekulių, tai medžiagos poliarizacija (indukuotas 1 cm^3 elektrinis momentas)

$$P_i = N_0 p_i = N_0 \alpha E, \tag{63,3}$$

o jos dielektrinė konstanta

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N_0 \alpha. \tag{63,4}$$

Jei medžiagos molekulę sudaro skirtingi atomai (pvz., NaCl, KCl ir kt.), tai tokios molekulės, paprastai, turi nuolatinį elektrinį momentą p_p: $p_p = el$; čia e yra elektros krūvis, l — nuotolis

tarp molekulės teigiamo ir neigiamo krūvio. Tokios medžiagos dielektrinė konstanta taip išreiškiama:

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi N_0 p_p^2}{3kT}, \qquad (63,5)$$

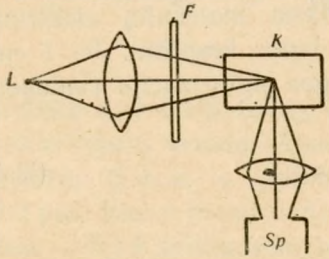
o esant medžiagai elektriniame stiprumo **E** lauke

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N_0 \left(\frac{p_p^2}{3kT} + \alpha \right). \qquad (63,6)$$

Antra vertus, pagal elektromagnetinę šviesos teoriją $n = \sqrt{\varepsilon}$. Taigi aplinkos lūžimo rodiklis n gali keistis, kintant labai mažuose tūriuose molekulių koncentracijai arba kintant poliarizuojamumui α, taigi turint medžiagoje kitokių molekulių. Aukštesniuose atmosferos sluoksniuose arba kritiniame medžiagos būvyje bei kritinėje skysčių maišymosi temperatūroje molekulių tankis stipriai fluktuoja. Arti kritinės temperatūros nedidelis slėgimo pakitimas Δp sukelia labai žymų tūrio kitimą ΔV. Pagal Smoliuchovskį, kritiniame būvyje $\frac{dV}{dp}$ artėja prie begalybės.

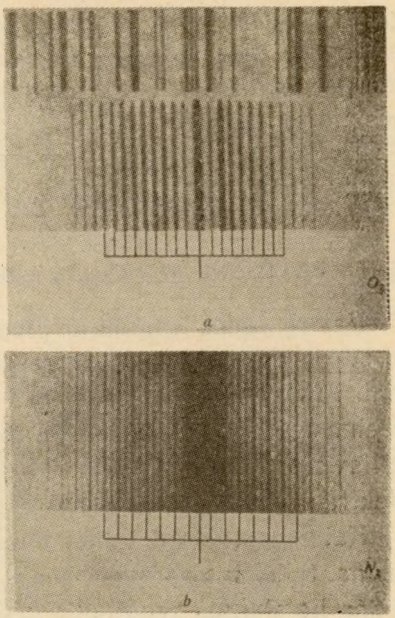
§ 64. KOMBINACINIS ŠVIESOS IŠBARSTYMAS

Išbarstant šviesą, jos bangos ilgis, paprastai, nepasikeičia. Tačiau 1928 m. tarybiniai fizikai Mandelštamas ir Landsbergas, tirdami šviesos išbarstymą kvarco kristale, susekė, kad be nušviečiančios pirminės šviesos kvarco išbarstytame šviesos pluošte yra ir ilgesnių bei trumpesnių bangų šviesa. Šio tyrimo būdas pavaizduojamas 204 pav. Šviesos spindulių pluoštas, spinduliuojamas šviesos šaltinio L, pro lęšį ir filtrą F krinta į tiriamąjį kristalą K. Išbarstytos statmena kryptimi šviesos spektrinė sudėtis tiriama spektrografu Sp. Panašų šviesos išbarstymą stebėjo Ramanas, tirdamas jos išbarstymą labai grynuose skysčiuose. Tokį šviesos išbarstymą vadiname *kombinaciniu išbarstymu*,



204 pav.

arba *Ramano efektu*. Jis pasižymi tokiu dėsningumu. Kai šviesą barstančioji medžiaga nušviečiama dažnumo ν šviesa, tai išbarstytos šviesos spektre be pirminės dažnumo ν spektro linijos matomos dvi pakitusio dažnumo $\nu \pm \nu_s$ spektro linijos (satelitai), kur ν_s yra barstančios šviesą molekulės svyravimo arba rotacijos dažnumas. 205 pav. *a* matome O_2 ir *b* — N_2 išbarstytos šviesos spektro linijas.



205 pav.

Kombinacinį šviesos išbarstymą galime išaiškinti, remdamiesi klasikinės teorijos teiginiais. Nušvietusi izotropinę molekulę šviesos banga indukuoja joje elektrinį momentą

$$p_i = \alpha E = \alpha E_0 \cdot \sin 2\pi\nu t. \quad (64,1)$$

Laikykime poliarizuojamumą α ne pastoviu, bet tiesiai priklausančiu nuo atomų centrų nuotolių molekulėje, jiems svyruojant arba sukantis aplink bendrą svorio centrą. Tegu

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot \sin 2\pi\nu_s t. \quad (64,2)$$

Tada

$$p_i = \alpha_0 E_0 \cdot \sin 2\pi\nu t + \frac{1}{2}\alpha_1 E_0 [\cos 2\pi(\nu - \nu_s)t - \\ - \cos 2\pi(\nu + \nu_s)t]. \quad (64,3)$$

Šios lygties pirmasis narys išreiškia klasikinį (Relėjaus), o kiti — kombinacinį šviesos išbarstymą.

Kombinacinį šviesos išbarstymą išaiškina ir kvantų teorija. Pagal ją, šviesa yra dalelių — fotonų prigimties. Fotono energija yra lygi $h\nu$, čia h — yra Planko konstanta, o ν — šviesos (spinduliavimo) dažnumas. Sąveikodami su medžiagos molekulėmis, fotonai gali perduoti savo energijos dalį molekulei,

sužadindami jos didesnės energijos svyravimus arba rotaciją; o likusi fotono energijos dalis išbarstoma; tada matome mažesnio dažnumo (ilgesnės bangos) spektro liniją. Bet išbarstanti fotoną molekulė gali taip pat savo svyravimo arba rotacijos energijos dalį perduoti fotonui, pereidama į mažesnės energijos svyravimo arba rotacijos energetinį lygį. Tada išbarstyto fotono energija padidėja, ir matome didesnio dažnumo (trumpesnio bangos ilgio) spektro liniją. Temperatūrai kylant, molekulės dažniau atiduoda energiją, todėl aukštesnėje temperatūroje trumpesnių bangų spektro linijos žymiai sustiprėja.

§ 65. RENTGENO SPINDULIŲ IŠBARSTYMAS. KOMPTONO EFEKTAS

Kai rentgeno spindulių pluoštas praeina pro medžiagą, tai jo stiprumas mažėja. Šį stiprumo mažėjimą sąlygoja du veiksniai. Pirmiausia spinduliai yra išbarstomi ir, praėję medžiagą, nueina jau kita kryptimi. Be to, jie yra ir absorbuojami; spinduliavimo energija virsta kitos rūšies energija (šiluma, fotoelektronų kinetine energija ir kt.).

Kai rentgeno spinduliai nušviečia kurią medžiagą, pvz., parafiną, tai ši tampa lyg ir nauju rentgeno spindulių šaltiniu, nes iš jos jie sklinda įvairiomis kryptimis. Šis reiškinys vadinamas *rentgeno spindulių išbarstymu*, o spinduliai — *išbarstytais spinduliais*. Išbarstytus spindulius spinduliuoja ne tik barstančios medžiagos išviršiniai, bet ir rentgeno spindulių nušviesti vidiniai sluoksniai. Tyrimais nustatyta, kad esant ploniems barstomiesiems sluoksniams, išbarstytų spindulių šviesos stiprumas yra proporcingas sluoksnio storiui dt pirminių spindulių kryptimi ir atvirkščiai proporcingas stebimosios vietos nuo barstomojo sluoksnio nuotolio l kvadratui. Kai pirminių spindulių šviesos stiprumas yra I_0, tai išbarstytų spindulių, kurių kryptis sudaro su pirminių spindulių kryptimi kampą φ, šviesos stiprumas dI_φ yra lygus:

$$dI_\varphi = S_\varphi \frac{I_0 \cdot dt}{l^2}. \qquad (65,1)$$

S_φ yra proporcingumo koeficientas; jį vadiname *erdviniu išbarstymo koeficientu*. Lengvesniųjų elementų S_φ yra funkcija $(1+\cos^2\varphi)$. Apgaubę barstomąją medžiagą rutuliniu paviršiu-

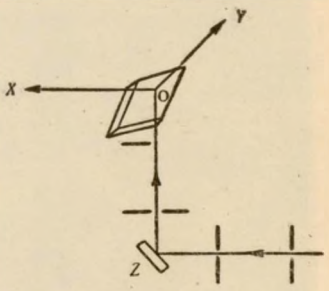
mi ir suradę praeinančių pro jį išbarstytų spindulių šviesos stiprumą, nustatysime išbarstytų į erdvę visomis kryptimis spindulių šviesos stiprumą I_s. Jis yra proporcingas pirminių spindulių šviesos stipriui I_0 ir barstomojo sluoksnio storiui dt:

$$I_s = \sigma I_0 dt, \qquad (65,2)$$

čia σ yra *sferinis išbarstymo koeficientas.*

Erdvinį bei sferinį išbarstymo koeficientą padaliję iš barstomosios medžiagos tankio ϱ, gauname *erdvinį* ir *sferinį masės išbarstymo koeficientus* S_φ/ϱ ir σ/ϱ. Vidutinio skvarbumo spindulių sferinis masės išbarstymo koeficientas σ/ϱ yra pastovus ir lygus 0,2, kai barstomojo elemento atominis svoris mažesnis už 30. Išimtį sudaro vandenilis, kurio sferinis išbarstymo koeficientas yra 0,4.

1904 m. Barkla nustatė, kad išbarstytieji stačiu (90°) kampu spinduliai yra poliarizuoti. Jis tą šitaip nustatė. Rentgeno spindulių pluoštas nušviečia barstomąją medžiagą Z ir išbarstytas sklinda į visas puses (206 pav.). Išbarstyti stačiu kampu ir sklindą ZO kryptim spinduliai nušviečia antrą barstomosios medžiagos sluoksnį O ir vėl išsibarsto. Barkla, stebėdamas (jonizacijos kamera) antrą kartą išbarstytų spindulių šviesos stiprumą, nustatė, kad kryptim OX, lygiagrečia su pirminių spindulių kryptimi, išbarstytų spindulių stiprumas yra didžiausias, o statmena kryptim OY jis yra lygus nuliui. Tai rodo, kad išbarstyti spinduliai vibruoja tik viena kryptim, taigi jie yra poliarizuoti.



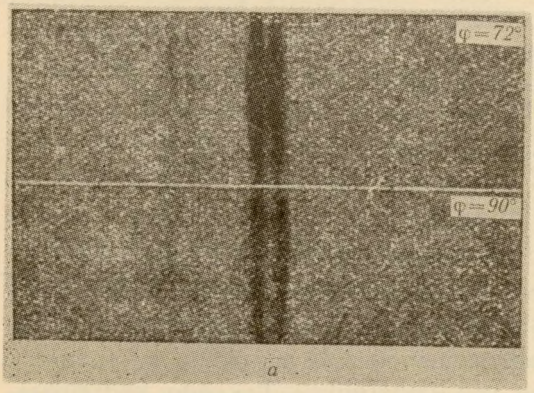
206 pav.

Rentgeno bei, apskritai, spinduliavimo išbarstymo pirmąją teoriją yra sukūręs Tomsonas. Jo išbarstymo teorija rėmėsi elektromagnetine spinduliavimo teorija. Pagal ją, rentgeno elektromagnetinės bangos priverčia svyruoti bangų dažnumu osciliatorius (kūno elektronus), o pastarieji svyruodami išspinduliuoja į visas puses tokio pat dažnumo antrines elektromagnetines bangas. Šios antrinės elektromagnetinės bangos ir yra išbarstytieji rentgeno spinduliai. Išbarstytų kai kuria kryptimi

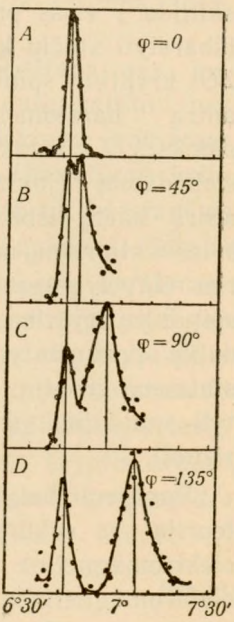
φ ir nuotolyje l nuo barstomos medžiagos rentgeno spindulių stiprumas taip išreiškiamas:

$$I = I_0 \frac{e^4}{c^4 m^2 l^2} \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2}. \qquad (65,3)$$

Čia I_0 yra pirminių nepoliarizuotų rentgeno spindulių stiprumas, e ir m osciliatoriaus (čia elektrono) elektros krūvis ir masė, c — šviesos greitis. Pagal šią formulę, daugiausia spindulių išbarstoma pirmine ($\varphi = 0$) bei priešinga jai ($\varphi = \pi$) kryptimi, o mažiausia — statmena pirminei spindulių krypčiai ($\varphi = \pi/2$). Šviesos spindulių išbarstymo pirmųjų matavimų duomenys bent apytiksliai atitiko šios teorijos išvadas. Tačiau vėliau buvo pastebėta žymesnių nesutapimų. Jau Barkla pastebėjo, kad išbarstytų pirmine kryptim rentgeno spindulių stiprumas yra didesnis, kaip išbarstytų priešinga kryptim; be to matavimai rodė, kad spindulių skvarba mažėja, išbarstymo kampui didėjant, taigi, kad išbarstytų spindulių bangos ilgis turėtų didėti. 1922 m.



207 pav.

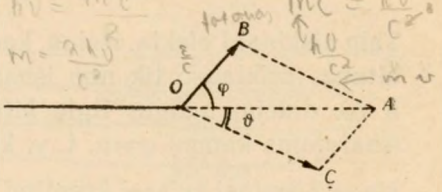


Komptonas aiškiai nustatė, kad išbarstytos šviesos bangos ilgis tikrai didėja. Tirdamas išbarstytą einančio pro grafitą molibdeno K_α linijos šviesą, jis rado, kad išbarstytos 90° kampu šviesos bangos ilgis pakinta iš 0,708 Å į 0,730 Å, taigi apie 0,02 Å; be to, šiais matavimais jis nustatė, kad išbarstytos šviesos bangos ilgio kitimas didėja, išbarstymo kampui didėjant, tačiau visiškai nepriklauso nuo barstomosios šviesos bangos ilgio ir

barstančios medžiagos prigimties. Šis reiškinys yra vadinamas *Komptono efektu.*

207 pav. vaizduoja Komptono efektą rentgeno spindulių, išbarstytų įvairiu kampu, bangos ilgio kitimą, kai jie nušviečia grafitą. Matuota sukamojo kristalo būdu. Šalia pirminės linijos turime išbarstytą, kurios bangos ilgis didėja, didėjant išbarstymo kampui. Iš matavimų nustatyta, kad pirminės ir išbarstytos linijų stiprumo santykis priklauso nuo barstančios medžiagos atominio svorio ir barstomos šviesos bangos ilgio. Šiems didėjant, išbarstytos linijos stiprumas mažėja; pvz., nušviečiant 2 Å bangos ilgio šviesa, išbarstyta šviesa yra tokia silpna, kad nebegalima jos išmatuoti. Minėtas santykis priklauso ir nuo išbarstymo kampo; kaip matyti iš 207 pav., *a*, išbarstytos 72° spektro linijos šviesos stiprumas yra didesnis kaip išbarstytos 90° kampu.

Komptono efektą teoriškai išaiškino pats jo atradėjas. Jo aiškinimas yra paremtas šviesos kvantų — fotonų teorija; pagal šviesos bangų teoriją, išbarstytos šviesos bangos ilgis neturėtų kitėti. Šviesos kvantui — fotonui priskiriamos visos materialios dalelės savybės; pagal reliatyvumo teoriją, dažnumo ν, taigi energijos $\varepsilon = h\nu$, fotonas turi masę $m = h\nu/c^2$; o jo judėjimo kiekis (impulsas) yra lygus $mc = h\nu/c$, nes fotonas sklinda šviesos greičiu c. Sakykime, kad sklindąs kryptim AO fotonas $\varepsilon = h\nu$ susiduria su laisvu, nejudamu, esančiu taške O elektronu (208 pav.). Jis išmuša elektroną, kuris greičiu v išlekia kryptimi OC; pats fotonas, netekęs energijos dalies $\Delta\varepsilon = h \cdot \Delta\nu$, kur $\Delta\nu$ yra išbarstytos šviesos dažnumo pakitimas, nuskrieja kryptim OB. Fotonui ir elektronui susidūrus, jų energija ir judėjimo kiekis išsilaiko nepakitę. Taikydami energijos išsilaikymo dėsnį, turėsime:



208 pav.

$$\Delta\varepsilon = h \cdot \Delta\nu = \frac{1}{2} mv^2. \qquad (65{,}4)$$

Čia m yra atitrenkto, dažnai vadinamo *atatrankos*, elektrono masė. Jei pirminio ir išbarstyto fotonų ir atatrankos elektrono judėjimo kiekius grafiškai vaizduosime atitinkamai vektoriais OA, OB ir OC, o kampą tarp OA ir OB, t. y. išbarstymo kampą, kurį

sudaro pirminės ir išbarstytos šviesos kryptys, pažymėsime φ. tai iš ΔOBA gausime:

$$(mv)^2=\left(\frac{\varepsilon}{c}\right)^2+\left(\frac{\varepsilon-\Delta\varepsilon}{c}\right)^2-2\frac{\varepsilon}{c}\cdot\frac{\varepsilon-\Delta\varepsilon}{c}\cos\varphi. \qquad (65,5)$$

Bet $\Delta\varepsilon$, paprastai, yra mažas, palyginus su ε, todėl visus narius, turinčius pirmo arba aukštesnio laipsnio $\Delta\varepsilon$, galime atmesti. Tuomet lygtis (65,5) galima taip parašyti:

$$(mv)^2\approx 2\frac{\varepsilon^2}{2}(1-\cos\varphi)=\frac{2h^2\nu^2}{c^2}(1-\cos\varphi). \qquad (65,6)$$

Iš lygčių (65,4) ir (65,6) gauname:

$$\Delta\nu=\frac{h\nu^2}{mc^2}(1-\cos\varphi) \qquad (65,7)$$

ir

$$v=2\frac{h\nu}{mc}\sin\frac{\varphi}{2}. \qquad (65,8)$$

Lygtis (65,7) išreiškia Komptono efektą; jei dažnumą ν išreikšime bangos ilgiu λ, tai bangos ilgio kitimas $\Delta\lambda$ bus lygus:

$$\Delta\lambda=\frac{h}{mc}(1-\cos\varphi). \qquad (65,9)$$

Taip aiškinant efektą, išeina, kad išbarstytos šviesos bangos ilgio kitimas priklauso tik nuo išbarstymo kampo φ; šiam didėjant, ir $\Delta\lambda$ didėja; bangos ilgio kitimas yra didžiausias, kai šviesa išbarstoma kampu $\varphi=\pi$, t. y. kai išbarstyta šviesa sklinda priešinga pirminei šviesai kryptimi. Kai kampas $\varphi=\frac{\pi}{2}$, $\Delta\lambda$ pažymėkim Λ, taigi

$$\Lambda=\frac{h}{mc}; \qquad (65,10)$$

Λ yra konstanta; $\Lambda=\frac{6{,}617\cdot10^{-27}}{9{,}1\cdot10^{-28}\cdot3\cdot10^{10}}$ Å $=0{,}0242$ Å.

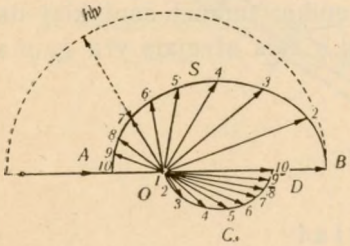
Santykis

$$\alpha=\frac{\Lambda}{\lambda}=\frac{h}{mc\lambda}=\frac{h\nu}{mc^2} \qquad (65,11)$$

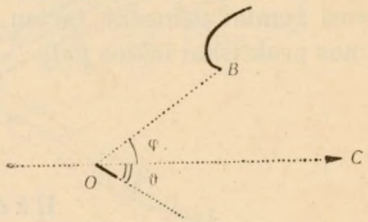
priklauso nuo nušviečiamos bangos ilgio λ (arba dažnumo); regimosios šviesos jis yra visai mažas, rentgeno spindulių — di-

desnis, o γ-spindulių jau priartėja prie vieneto. Išbarstytų rentgeno spindulių stiprumas yra matuojamas jonizacijos kamera arba rentgeno spindulių spektrografu (§ 46). Reikia pažymėti, kad ši Komptono efekto elementari teorija visai nenagrinėja išbarstytos šviesos stiprumo; šis klausimas sprendžiamas, taikant bangų mechaniką. Komptono efektas yra sukeliamas, susidūrus fotonui su visai laisvu arba laisviau surištu su atomu elektronu. Kuo tvirčiau elektronas pririštas prie atomo, tuo efektas yra silpnesnis. Sunkesniuose atomuose elektronai yra stipriau pririšti prie atomo branduolio, todėl, barstomos medžiagos atominiam svoriui didėjant, Komptono efektas silpnėja.

Komptono efekto kvantų teorija numato atatrankos elektroną, kurio greitį nusako formulė (65,8). Atitrenkto elektrono kryptis priklauso nuo kampo φ ir, pastarajam kintant tarp 0 ir π, kampas ϑ, kurį sudaro atitrenkto elektrono judėjimo kryptis OC su pirminio fotono kryptim OA (208 pav.) keičiasi tarp $-\pi/2$ ir 0. Taigi, atitrenktas elektronas ir išbarstytas fotonas visuomet nulekia į priešingas puses nuo pirminio fotono krypties.



209 pav.



210 pav.

209 pav. šie santykiai yra vaizduojami grafiškai tuo atveju, kai $\alpha=1$ (γ-spinduliams). Brūkšniuoto apskritimo radiuso ilgis yra proporcingas pirminio fotono energijai $\varepsilon=h\nu$. Centre O yra elektronas. Kreivės ASB radiusai — vektoriai vaizduoja išbarstyto fotono energiją $h\nu'$ ir kryptį, o kreivės OC_1D — atatrankos elektrono. Abiejų kreivių atitinkami radiusai — vektoriai sužymėti tuo pačiu skaičiumi. Iš pav. matyti, kad išbarstytos kampu π fotono energija $h\nu'=h\nu/3$. Atatrankos elektrono energija yra nedidelė, žymiai mažesnė už pirminio fotono energiją; taigi, atatrankos elektronai yra lėti, daug lėtesni už fotoelektronus, kurių energija yra artima fotono energijai. Atitrenktas elektro-

nas visuomet išlekia į priešingą pusę ir tokia kryptim, kad jo greitis turi dedamąją pirminio fotono judėjimo kryptim, taigi, ši kryptis išsiskiria iš visų kitų krypčių. Eksperimentiškai atatrankos elektroną nustatė Botė ir Vilsonas. Pastarasis naudojo kondensacinę kamerą. Jis nušvietė ją rentgeno spinduliais. Tikrindamas nuotraukas, gautas fotografuojant kamerą, jis pastebėjo tarp ilgesnių ir tiesių fotoelektronų takų trumpus, pakrypusius nušviečiančių rentgeno spindulių kryptim atatrankos elektrono takus. Kartais, tiesa, labai retai, pasitaiko, kad išbarstytas fotonas sukelia fotoefektą dujose (210 pav.); tuomet, sujungus atatrankos elektrono tako pradinį tašką O su fotoelektrono pradiniu tako tašku B tiese OB bei išvedus pro atatrankos elektrono tako pradžią O tiesę OC, lygiagretę su pirminių spindulių kryptimi, galima nustatyti kampus φ ir ϑ. Ištyrę kelis tūkstančius nuotraukų, Komptonas ir Simonas nustatė, kad teorijos išvadas patvirtina matavimai.

Nagrinėdami Komptono efektą, palietėme paprasčiausią atvejį, kai elektronas yra visai „laisvas“ ir nejudamas. Apskritai turime greitai judančius elektronus; tais atvejais reikia taikyti ne klasikinę, bet reliatyvumo mechaniką; tuomet santykiai darosi žymiai painesni, tačiau išvados ir tais atvejais yra gaunamos praktiškai tokios pat.

Uždaviniai

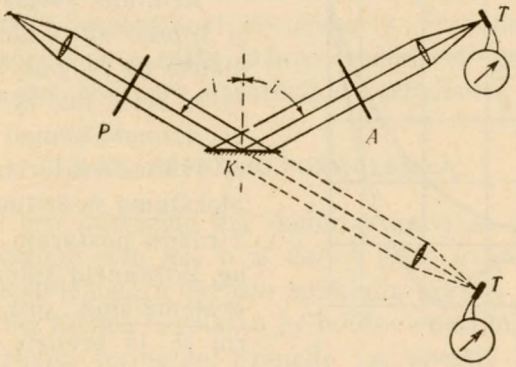
1. Monochromatinis bangos ilgio $\lambda=0{,}124$ Å rentgeno spindulių pluoštas nušviečia grafitą ir yra išbarstomas. Reikia surasti: a) koks yra išbarstytų 180° kampu rentgeno spindulių bangos ilgis ir b) koks yra atatrankos elektrono greitis.

XII SKYRIUS

SKAIDRIŲ DIELEKTRIKŲ RIBOS OPTIKA

§ 66. ŠVIESOS ATSISPINDĖJIMAS

Paprastai, į medžiagą įsiskverbia tik krintančios šviesos dalis, kita dalis atsispindi nuo medžiagos paviršiaus (§ 10). Šviesos atsispindėjimą nusakome atsispindėjimo koeficientu R, kurį išreiškia atsispindėjusios ir kritusios šviesos stiprumų I_a ir I_k santykis $R=I_a/I_k$. Atsispindėjimo koeficientas matuojamas šiuo



211 pav.

būdu. Lygiagrečių spindulių pluoštas krinta kai kuriuo kampu i į kūno K paviršių, nuo kurio atsispindėjęs nukreipiamas į prietaisą šviesos stiprumui matuoti, pvz., termobateriją T arba bolometrą (211 pav.). Vėliau tas pats spindulių pluoštas tiesiog nukreipiamas į prietaisą. Jei pirmuoju atveju prietaiso (galvanometro arba mikroampermetro) rodyklės pakrypimas yra a_1, o antruoju a_2, tai

$$R=\frac{a_1}{a_2}. \qquad (66,1)$$

Šviesos atsispindėjimo tyrimai parodė, kad, šviesai krintant stačiai, atsispindėjimo koeficientas R priklauso tik nuo lūžimo rodiklio n:

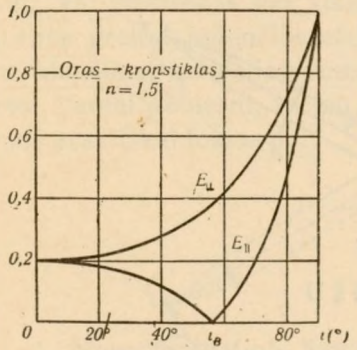
$$R=\left[\frac{n-1}{n+1}\right]^2. \qquad (66,2)$$

Pažymėkime atsispindėjusios ir kritusios šviesos bangos amplitudes A_a ir A_k; jų santykis

$$\frac{A_a}{A_k}=-\frac{n-1}{n+1}; \qquad (66,3)$$

neigiamas ženklas parodo, kad atsispindėjusios bangos fazė pasikeičia dydžiu π. Tuomet lūžusios bangos amplitudė $A_l=A_k-(-A_a)=A_k+A_a$. Iš lygties (66,3) gauname:

$$\frac{A_l}{A_k}=\frac{2}{n+1}. \qquad (66,4)$$



212 pav.

Krintant šviesai įkypai, kai ji silpnai absorbuojama, R priklauso ne tik nuo lūžimo rodiklio n, bet ir nuo kritimo kampo i bei azimuto kampo α, kurį sudaro šviesos vektoriaus svyravimo plokštuma su kritimo plokštuma. Tirdami pastarąją priklausomybę, krintančių spindulių pluoštą praleidžiame pro poliarizatorių P. Iš pradžių jį pasukame taip, kad šviesos vektoriaus svyravimų plokštuma būtų lygiagretė su kritimo plokštuma; tada turėsime komponentą $E_\parallel$, o pasukę 90° — $E_\perp$. Komponentų $E_\parallel$ ir $E_\perp$ amplitudžių santykio $\frac{A_a}{A_k}$ kitimą, keičiant kritimo kampą i, grafiškai vaizduoja 212 pav. kreivės, atsispindint šviesai nuo kronstiklo paviršiaus. Kreivės rodo, kad, šviesai krintant kampu $i_B=56°19'$, atsispindi tiktai $E_\perp$, o $E_\parallel$ visai neatsispindi. Taigi atsispindėjusios šiuo kampu šviesos svyravimo plokštuma yra statmena kritimo plokštumai, šviesa yra tiesiai poliarizuota.

Kai šviesa stipriai absorbuojama, ji įsiskverbia į medžiagą labai negiliai. Vidutinis šviesos siekiamas tolis w yra mažas,

palyginus su bangos ilgiu λ, $w \ll \lambda$. Ištyrus šviesos atsispindėjimą nuo stipriai absorbuojančių medžiagų, paaiškėjo tokie atsispindėjimo taisyklingumai:

1. Mažas šviesos siekiamas tolis sąlygoja stiprų šviesos atsispindėjimą. Šiuo atveju atsispindėjimo koeficientas R yra didelis.

2. Atsispindėjusios šviesos komponento $E_{\parallel}$ amplitudė $A_{\parallel}$ nepranyksta. Kritimo kampui i didėjant, $A_{\parallel}$ mažėja, bet vėliau vėl didėja. Atitinkantį mažiausią $A_{\parallel}$ dydį kritimo kampą I vadiname *vyriausiuoju kritimo kampu.*

3. Tiesiai poliarizuota šviesa atsispindėjusi virsta elipsiškai poliarizuota (išskyrus kraštinius atvejus, kai azimutas $\alpha = 0$ arba 90°, o kritimo kampas $i = 0$ arba 90°. Krintant šviesai vyriausiuoju kampu I, viena elipsio ašis guli kritimo plokštumoje, kita — jai statmena.

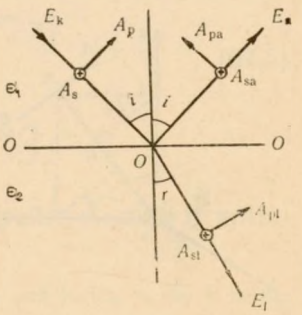
4. Komponentų $E_{\parallel}$ ir $E_{\perp}$ fazių skirtumas φ kinta tarp 0 ir 180°. Esant kritimo kampui I, $\varphi = 90°$. Kai $i = I$, du kartus atsispindėjusi šviesa pasidaro vėl tiesiai poliarizuota.

Čia suminėti dėsningumai išvedami iš Frenelio formulių (§ 67), pakeičiant jose realų lūžimo rodiklį n kompleksiniu $n' = n(1 - i\varkappa)$, kur $(n\varkappa)$ yra absorbcijos koeficientas.

§ 67. FRENELIO FORMULĖS

Praeidami pro skiriančią dvi skaidrias aplinkas ribą, šviesa iš dalies atsispindi nuo jos, o iš dalies lūžta ir įeina į antrą aplinką. Atsispindėjusio ir lūžusio spindulių kryptis nusako atsispindėjimo bei lūžimo dėsniai, o jų šviesos stiprumą bei poliarizaciją — Frenelio formulės. Frenelis jas išvedė, laikydamas šviesą elastingomis eterio bangomis. Vėliau jos buvo išvestos ir elektromagnetinėje šviesos teorijoje, sutapatinus Frenelio šviesos vektorių su elektromagnetinės bangos elektriniu vektoriumi **E**.

Tegu šviesos spindulys krinta į dvi aplinkas skiriantį paviršių OO kampu i, atsispindi kampu $i' = i$ ir lūžta kampu r (213 pav.). Išskaidykime šviesos vektorių dviem statmenom



213 pav.

viena kitai kryptim: statmena kritimo plokštumai ir lygiagrete su ja. Pažymėkime elektrinio vektoriaus **E** statmenų kritimo plokštumai svyravimų amplitudę: krintančio spindulio A_{sk}, atsispindėjusio A_{sa} ir lūžusio A_{sl}, o lygiagrečių su kritimo plokštuma svyravimų atitinkamai A_{pk}, A_{pa} ir A_{pl}. Šių amplitudžių santykius nusako Frenelio formulės:

$$\frac{A_{sa}}{A_{sk}} = -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}; \qquad \frac{A_{sl}}{A_{sk}} = \frac{2\sin r\cos i}{\sin(i+r)} \tag{67,1}$$

ir

$$\frac{A_{pa}}{A_{pk}} = \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}, \qquad \frac{A_{pl}}{A_{pk}} = \frac{2\sin r\cos i}{\sin(i+r)\cos(i-r)}. \tag{67,2}$$

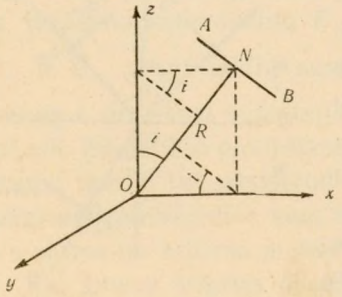
Jas gauname, spręsdami elektromagnetinio lauko lygtis.

Elektromagnetinių bangų sklidimą vienalyčiame dielektrike nusako Maksvelo elektromagnetinio lauko lygtys (II dal. § 118):

$$\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \operatorname{rot}\mathbf{H}, \qquad -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \operatorname{rot}\mathbf{E}; \tag{67,3}$$

čia **E** yra elektrinis, **H** — magnetinis vektorius, ε — aplinkos dielektrinė konstanta, μ — jos magnetinis pralaidumas, c — šviesos greitis vakuume ($3 \cdot 10^8$ m s^{-1}). Kai nėra laisvųjų elektros krūvių, kraštinės sąlygos taip išreiškiamos:

$$\operatorname{div}\mathbf{E}=0 \quad \text{ir} \quad \operatorname{div}\mathbf{H}=0. \tag{67,4}$$



214 pav.

Tegu sklindančios plokščios bangos paviršiaus AB spindulys ON sudaro su stačiakampių koordinačių ašimi Oz (214 pav.) kampą i, kuris yra kritimo kampas. Bangai esant pradiniame taške O,

jos fazė lygi nuliui. Tada, nusklidus bangos paviršiui iki AB, elektrinis vektorius

$$E=A\cdot\cos\frac{2\pi}{T}\left(t+\frac{R}{u}\right);$$

čia A yra E kitimo amplitudė, T — periodas, u — fazinis bangos sklidimo greitis, R — bangos paviršiaus AB nuotolis nuo koordinačių pradžios taško O. Iš 214 pav. matyti, kad

$$R=x\cdot\sin i+z\cdot\cos i;$$

tokiu būdu

$$E=A\cdot\cos\frac{2\pi}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin i+z\cdot\cos i}{u}\right)$$

arba, išreiškus kompleksine forma,

$$E=Ae^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin i+z\cdot\cos i}{u}\right)},$$

čia $i=\sqrt{-1}$*.

Pereidama dvi aplinkas skiriantį paviršių, elektromagnetinė banga iš dalies atsispindi, o iš dalies lūždama pereina į kitą aplinką. Bangos elektrinis vektorius guli plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai; krintančios bangos elektrinį vektorių pažymėkime $\mathbf{E}_k$, atsispindėjusios — $\mathbf{E}_a$ ir lūžusios $\mathbf{E}_l$. Koordinačių ašis Oz ir Ox išveskime kritimo plokštumoje, o Oy — statmenai tai plokštumai (214 pav.). Tada vektorius $\mathbf{E}$ bus lygiagretus su ašimi Oy, o jo dedamosios išilgai ašių Ox ir Oz yra lygios nuliui. Kritusios, atsispindėjusios ir lūžusios bangos elektrinis vektorius.

$$E_k=A_ke^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin i_k+z\cdot\cos i_k}{u_1}\right)},$$

$$E_a=A_ae^{\frac{2\pi i}{T}\left(t-\frac{x\cdot\sin i_a-z\cdot\cos i_a}{u_1}\right)} \qquad (67,5)$$

ir

$$E_l=A_le^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin r+z\cdot\cos r}{u_2}\right)};$$

čia u_1 ir u_2 yra bangos sklidimo fazinis greitis pirmoje ir antroje aplinkoje.

* Reikia skirti pastarojoje lygtyje vienodai pažymėtus raide i menamąjį vienetą $\sqrt{-1}$ ir spindulio kritimo kampą. Panašiai ir § 68.

Panašiu būdu surandami ir magnetinio vektoriaus reiškiniai. Kadangi $E_x=E_z=0$, antrąją (67,3) lygtį galime taip išreikšti:

$$-\frac{\mu}{c}\frac{\partial H_x}{\partial t}=-\frac{\partial E_y}{\partial z},$$

$$-\frac{\mu}{c}\frac{\partial H_y}{\partial t}=0, \qquad (67,6)$$

$$-\frac{\mu}{c}\frac{\partial H_z}{\partial t}=\frac{\partial E_y}{\partial x}.$$

Iš (67,6) antrosios lygties, $H_y=0$, nes $\mathbf{E}\perp\mathbf{H}$.

Vektorių **E** ir **H** liečiamosios (tangentinės) dedamosios pereina skiriamąjį paviršių tolydinai, taigi

$$E_{yk}+E_{ya}=E_{yl} \text{ ir } H_{xk}+H_{xa}=H_{xl}. \qquad (67,7)$$

Įstatę iš lygties (67,5) reikšmes E_k, E_a ir E_l į lygtį (67,7), gausime (kai $z=0$):

$$A_k e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin i_k}{u_1}\right)}+A_a e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t-\frac{x\cdot\sin i_a}{u_1}\right)}=A_l e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin r}{u_2}\right)}. \qquad (67,8)$$

Išdiferencijavę antrąją (67,7) lygtį pagal t, turėsime:

$$\frac{\partial H_{xk}}{\partial t}+\frac{\partial H_{xa}}{\partial t}=\frac{\partial H_{xl}}{\partial t} \qquad (67,9)$$

arba

$$\frac{\partial E_{yk}}{\partial z}+\frac{\partial E_{ya}}{\partial z}=\frac{\partial E_{yl}}{\partial z}, \qquad (67,9)$$

nes $\frac{\mu}{c}\frac{\partial H_x}{\partial t}=\frac{\partial E_y}{\partial z}$ (67,6). $\mathbf{E}_k$, $\mathbf{E}_a$ ir $\mathbf{E}_l$ reikšmes (67,5) išdiferencijavę pagal z ir įstatę jas į (67,9), gausime:

$$\frac{\cos i_k}{u_1}A_k e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin i_k}{u_1}\right)}-\frac{\cos i_a}{u_1}A_a e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t-\frac{x\cdot\sin i_a}{u_1}\right)}=$$

$$=\frac{\cos r}{u_2}A_l e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin r}{u_2}\right)}. \qquad (67,10)$$

Lygtys (67,8) ir (67,10) tinka visoms x ir t reikšmėms; o tai bus tenkinama tik tada, kai

$$\frac{\sin i_k}{u_1}=-\frac{\sin i_a}{u_1}=\frac{\sin r}{u_2}. \qquad (67,11)$$

Iš čia gauname atsispindėjimo ir lūžimo dėsnius:

$$\sin i_k = -\sin i_a,$$

taigi

$$i_k = -i_a = i \tag{67,12}$$

ir

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{u_1}{u_2} = n_{21}. \tag{67,13}$$

Esant lygiems laipsnio rodikliams, iš lygčių (67,8) ir (67,10) išeina, kad

$$A_k + A_a = A_l$$

ir

$$A_k \frac{\cos i_k}{u_1} - A_a \frac{\cos i_a}{u_1} = A_l \frac{\cos r}{u_2}. \tag{67,14}$$

Naudodamiesi atsispindėjimo ir lūžimo dėsniais, pastarąją lygybę galime taip išreikšti:

$$(A_k - A_a) \cos i \cdot \sin r = A_l \cdot \sin i \cdot \cos r. \tag{67,15}$$

Išreiškę A_a iš (67,14) ir įstatę ją į (67,15), gauname:

$$\left(1 - \frac{A_a}{A_k}\right) \cos i \cdot \sin r = \left(1 + \frac{A_a}{A_k}\right) \sin i \cdot \cos r.$$

Iš čia

$$\frac{A_a}{A_k} = -\frac{\sin i \cdot \cos r - \cos i \sin r}{\sin i \cdot \cos r + \cos i \cdot \sin r}$$

arba

$$\frac{A_a}{A_k} = -\frac{\sin (i - r)}{\sin (i + r)}. \tag{67,16}$$

O iš (67,14) išreiškę A_l ir įstatę į (67,15), turėsime:

$$\left(2 - \frac{A_l}{A_k}\right) \cos i \cdot \sin r = \frac{A_l}{A_k} \sin i \cdot \cos r,$$

iš čia

$$\frac{A_l}{A_k} = \frac{2 \sin r \cdot \cos i}{\sin (i + r)}. \tag{67,17}$$

Formulės (67,16) ir (67,17) išreiškia kritusios, atsispindėjusios ir lūžusios šviesos bangos amplitudžių A_k, A_a ir A_l santykį, kai

šviesos (elektrinio) vektoriaus svyravimų kryptis statmena kritimo plokštumai, taigi $A_k = A_{sk}$, $A_a = A_{sa}$ ir $A_l = A_{sl}$.

Panašiai išvedamos ir formulės (67,2), kai elektrinis vektorius guli šviesos kritimo plokštumoje.

Tegu šviesos spindulys krinta beveik stačiai į skiriamąjį paviršių. Tada kritimo kampas i ir lūžimo kampas r yra labai maži. Išskleidę formulėse (67,1) ir (67,2) sin $(i \pm r)$, cos $(i - r)$ bei tg $(i \pm r)$ ir pakeitę cos i ir cos r vienetu, gausime tokius atsispindėjusio ir lūžusio spindulių amplitudės reiškimus:

$$A_{sa} = -A_s \frac{n-1}{n+1}; \quad A_{pa} = A_p \frac{n-1}{n+1} \tag{67,18}$$

ir

$$A_{sl} = A_s \frac{2}{n+1}; \quad A_{pl} = A_p \frac{2}{n+1}. \tag{67,19}$$

Eksperimentiškai tikrinant Frenelio formules bei, apskritai, tiriant šviesos spindulių sklidimą pro skirtingas aplinkas skiriančius paviršius, paprastai, matuojama ne amplitudės, bet šviesos stiprumas I, proporcingas amplitudės A kvadratui, $I \sim A^2$. Frenelio formulėmis išreiškiami amplitudžių santykiai. Todėl proporcingumo koeficientą galime laikyti lygiu vienetui. Tada krintančios šviesos stiprumas

$$I_k = A_s^2 + A_p^2 = A_k^2,$$

atsispindėjusios —

$$I_a = A_{sa}^2 + A_{pa}^2 \tag{67,20}$$

ir lūžusios bei perėjusios į kitą aplinką —

$$I_l = A_{sl}^2 + A_{pl}^2.$$

Kai nušviečiame balta (paprasta) šviesa,

$$A_s^2 = A_p^2 = \frac{1}{2} I_k.$$

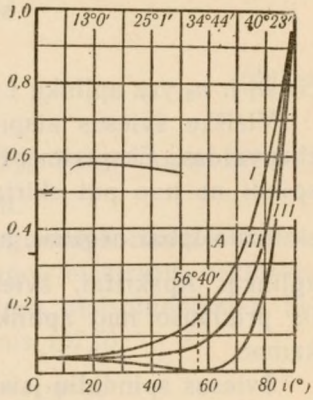
Tada paėmę A_{sa} ir A_{pa} reikšmes iš (67,1) ir (67,2), ir įstatę jas į (67,20), gausime:

$$I_a = \frac{1}{2} I_k \left[\frac{\sin^2 (i-r)}{\sin^2 (i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2 (i-r)}{\operatorname{tg}^2 (i+r)} \right]. \tag{67,21}$$

Iš formulės (67,21) galime apskaičiuoti atsispindėjusios šviesos stiprumą ir nustatyti jo priklausomybę nuo kritimo kampo i. Šią

priklausomybę pavaizduoja 215 pav. kreivės: I — statmeno (s), III lygiagretaus (p) komponento, II — nepoliarizuotos šviesos.

Formulė (67,2) rodo, kad kai $i+r=\frac{\pi}{2}$, $A_{pa}=0$, taigi tada atsispindėjusi šviesa yra visiškai poliarizuota kritimo plokštumoje. Tai patvirtina ir eksperimentiniai tyrimai (215 pav. III kreivė).



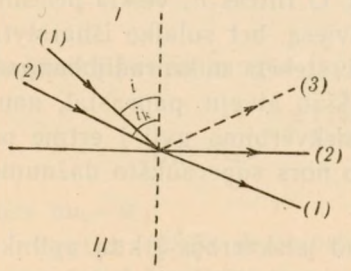
215 pav.

Krintant šviesai stačiai į paviršių, jos atsispindėjimo koeficientas yra nedidelis (67,21). Tačiau ir beveik stačiai krisdama, bet daug kartų atsispindėjusi šviesa gali žymiai susilpnėti.

Pagaliau iš Frenelio formulių ženklo galime spręsti apie fazės kitimą, spinduliams atsispindint ir lūžtant. Amplitudžių A_{sa} ir A_s santykio ženklas yra neigiamas, kai šviesa atsispindi nuo optiškai tankesnės aplinkos ($i>r$). Taigi šiuo atveju atsispindėjusio spindulio fazė pasikeičia dydžiu π. Santykis $\frac{A_{pa}}{A_{pk}}$ yra neigiamas tik tada, kai spindulių kritimo kampas yra didesnis už Briusterio kampą, atsispindint šviesai nuo optiškai tankesnės aplinkos. Vadinasi, šviesai dideliais kampais atsispindint nuo optiškai tankesnės aplinkos, abiejų komponentų fazė pasikeičia dydžiu π.

§ 68. ŠVIESOS VISIŠKAS ATSISPINDĖJIMAS. EICHENVALDO TYRIMAI

Kai šviesos spindulys pereina iš optiškai tankesnės, t. y. didesnio lūžimo rodiklio n ir didesnės dielektrinės konstantos ε, aplinkos į optiškai retesnę — mažesnio lūžimo rodiklio ir mažesnės dielektrinės konstantos aplinką, jis lūžta, nutoldamas nuo statmens, iškelto iš kritimo taško. Didinant kritimo kampą i (216 pav.), didės ir lūžimo kampas r; šviesai krintant tam tikru kampu i_r, lūžimo kampas pasida-



216 pav.

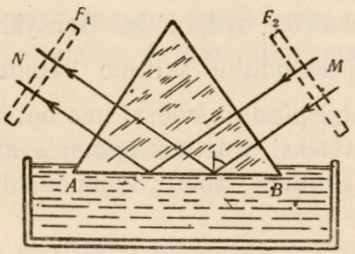
ro lygus $\frac{\pi}{2}$. Dar kiek padidinus kritimo kampą i, šviesos spindulys nebepereina į kitą aplinką, bet atsispindi nuo tas aplinkas skiriančio paviršiaus (§ 13). Ribinį kampą, kuriuo krintanti šviesa visiškai atsispindi, nusako lygtis

$$\sin i_r = n = \frac{n_2}{n_1}; \qquad (68,1)$$

čia n_1 ir n_2 yra aplinkų I ir II lūžimo rodikliai, ir $n_2 < n_1$.

Visiško šviesos atspindėjimo reiškinį nuodugniau tyrė Eichenvaldas. Eksperimentiniai tyrimai parodė, kad šviesa atsispindi ne nuo pat skiriančio dvi aplinkas paviršiaus, bet įsiskverbia labai negiliai, apytikriai į $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ storio sluoksnį, į kitą aplinką. Apskritai, šviesos įsiskverbimo į kitą aplinką gylis priklauso nuo aplinkos lūžimo rodiklio ir šviesos kritimo kampo.

Šviesos spindulių įsiskverbimą į kitą aplinką galime stebėti Mandelštamo ir Zelenio pasiūlytu būdu. Į indą įpilama fluoresceino tirpalo, stiklo prizmė padedama taip, kad jos pagrindas AB ką tik liestų skysčio paviršių (217 pav.). Šviesos spindulių pluoštas, kritęs kryptimi M, prizmėje visiškai atsispindi ir nueina kryptimi N. Ties prizmės pagrindu matome tirpalo plono sluoksnio fluorescenciją. Kad išbarstyta šviesa nekliudytų, naudojama sukryžiuotų filtrų sistema. Filtras F_2 yra skaidrus, praleidžia sužadinančią trumpų bangų šviesą, bet jis sulaiko ilgesnių bangų fluorescencijos šviesą. O filtras F_1 veikia priešingai: jis praleidžia fluorescencijos šviesą, bet sulaiko išbarstytą sužadinamąją šviesą. Ypač lengva stebėti mikroradijobangas, kai jos įsiskverbia į kitą aplinką. Šiuo atveju, paprastai, naudojama parafino prizmė. Bangų įsiskverbimo gylį į ertmę po prizmės pagrindu nustatome kuriuo nors superaukšto dažnumo bangų detektorium.



217 pav.

Be to, Eichenvaldas nustatė, kad įsiskverbęs į kitą aplinką šviesos spindulys išeina iš jos kitame taške kiek paslinkęs.

Visiško šviesos atsispindėjimo reiškinio ypatumus galime išaiškinti, naudodamiesi Frenelio formulėmis.

Pagal formules (67,1) ir (67,2), atsispindėjusių nuo skiriamojo paviršiaus spindulių energijos srautas

$$\left[\frac{A_{sa}}{A_{sk}}\right]^2 = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}$$

ir

$$\left[\frac{A_{pa}}{A_{pk}}\right]^2 = \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}. \qquad (68,2)$$

Kai $i=i_r$, $r=\frac{\pi}{2}$; tada $A_{sa}=A_{sk}$ ir $A_{pa}=A_{pk}$. Taigi tuomet lūžusių spindulių energijos srautas lygus nuliui.

Panagrinėkime smulkiau elektromagnetinės bangos sklidimą, jai visiškai atsispindint. Kai bangos elektrinis vektorius yra statmenas kritimo plokštumai, kritusi, atsispindėjusi ir lūžusi bangos nusakomos tokiomis lygtimis (67,5):

$$\begin{aligned} E_{sk} &= A_{sk} e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin i_k + z\cdot\cos i_k}{u_1}\right)}, \\ E_{sa} &= A_{sa} e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t-\frac{x\cdot\sin i_a - z\cdot\cos i_a}{u_1}\right)}, \\ E_{sl} &= A_{sl} e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin r + z\cdot\cos r}{u_2}\right)}. \end{aligned} \qquad (68,3)$$

Pagal lūžimo dėsnį, $\sin r = \frac{\sin i}{n}$; iš čia $\cos r = \sqrt{1-\sin^2 r} = \frac{1}{n}\sqrt{n^2-\sin^2 i}$. Kai kritimo kampas $i>i_r$, dydis po šaknies yra neigiamas; tada $\cos r$ yra menamas dydis. Jį galime taip išreikšti:

$$\cos r = \pm\frac{i}{n}\sqrt{\sin^2 i - n^2}. \qquad (68,4)$$

Tuomet lūžusios bangos lygtį galėsime taip parašyti:

$$E_{sl} = A_{sl} e^{\frac{\pm 2\pi\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{Tu_1} z} e^{\frac{2\pi i}{T}\left(t+\frac{x\cdot\sin}{u_1}\right)}, \qquad (68,5)$$

nes $nu_2=u_1$.

Lygties (68,5) dešiniosios pusės pirmojo daugiklio ženklas prieš šaknį turi būti neigiamas, nes priešingu atveju elektrinio

vektoriaus svyravimo amplitudė pasidarytų be galo didelė. Taigi gauname slopinamą svyravimą, kurio amplitudė staigiai (eksponentiškai) mažėja antroje aplinkoje, toldama nuo skiriamojo paviršiaus. Kadangi $Tu_1 = \lambda$, tai svyravimo amplitudę antroje aplinkoje galima taip išreikšti:

$$A_{sl}\, e^{-\frac{2\pi\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{\lambda} z}. \qquad (68,6)$$

$\sqrt{\sin^2 i - n^2}$ yra mažesnis už vienetą, todėl pastaroji lygtis rodo, kad jau λ storio sluoksnyje ji žymiai sumažėja. Spinduliavimo energija antroje aplinkoje slenka išilgai aplinkų skiriamojo paviršiaus, giliau neįsiskverbdama, ir vėl pereina į pirmąją aplinką.

Esant visiškam atsispindėjimui, pakinta atsispindėjusios bangos fazė. Fazės kitimą galime taip surasti. Kai elektrinis vektorius yra statmenas kritimo plokštumai, amplitudžių santykis

$$\frac{A_{sa}}{A_{sk}} = -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} = -\frac{\sin i \cos r - \cos i \sin r}{\sin i \cos r + \cos i \sin r}.$$

Įstatę į šį reiškimą $\sin r$ ir $\cos r$ reikšmes (68,4), gausime:

$$\frac{A_{sa}}{A_{sk}} = \frac{\cos i + i\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{\cos i - i\sqrt{\sin^2 i - n^2}}. \qquad (68,7)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad amplitudžių santykis išreiškiamas kompleksiniu dydžiu. O kompleksiškumas reiškia fazės pakitimą, ir fazių skirtumas yra

$$\frac{A_{sa}}{A_{sk}} = \left|\frac{A_{sa}}{A_{sk}}\right| e^{i\delta_s}; \qquad (68,8)$$

čia $\left|\frac{A_{sa}}{A_{sk}}\right|$ išreiškia realiųjų amplitudžių santykį. Bangai visiškai atsispindint, jis lygus vienetui. Palyginę (68,8) su (68,7), randame:

$$e^{i\delta_s} = \frac{\cos i + i\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{\cos i - i\sqrt{\sin^2 i - n^2}}.$$

Pritaikę Eilerio formules, gausime:

$$\cos\delta_s = \frac{e^{i\delta_s} + e^{-i\delta_s}}{2} = \frac{2\cos^2 i - (1 - n^2)}{1 - n^2};$$

$$\sin\delta_s = \frac{e^{i\delta_s} - e^{-i\delta_s}}{2i} = \frac{2\cos i\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{1 - n^2}.$$

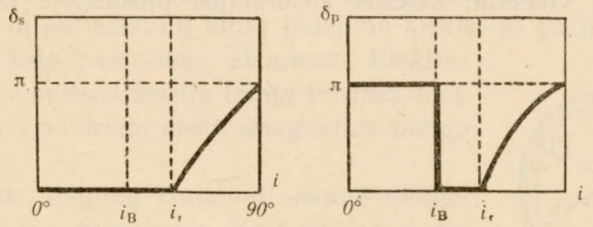
Iš čia

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_s}{2}=\frac{\sin\delta_s}{1+\cos\delta_s}=\frac{\sqrt{\sin^2 i-n^2}}{\cos i}. \qquad (68,9)$$

Panašiai išreiškę santykį $\frac{A_{pa}}{A_{pk}}=\frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}$, surasime atsispindėjusios bangos fazės pakitimą, kai elektrinis vektorius guli kritimo plokštumoje. Šiuo atveju

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_p}{2}=\frac{\sqrt{\sin^2 i-n^2}}{n\cdot\cos i}. \qquad (68,10)$$

Fazių skirtumo δ_s ir δ_p priklausomybę nuo kritimo kampo i vaizduoja 218 pav. kreivės. Kol $i<i_r$, fazių šuolis pasilieka pastovus (tik fazių postūmis yra lygus π); i_B pažymi Briusterio kampą.



218 pav.

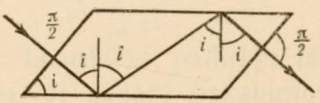
Svyravimų „s“ ir „p“ fazių skirtumas taip išreiškiamas:

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_p-\delta_s}{2}=\frac{\cos r\sqrt{\sin^2 i-n^2}}{\sin^2 i}. \qquad (68,11)$$

Kai $\sin i=\sin i_r=n$,

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_p-\delta_s}{2}=0. \qquad (68,12)$$

Tik šiuo atveju visiškai atsispindėjusi tiesiai poliarizuota šviesa nepakeičia poliarizacijos. Visais kitais atvejais, kai tarp elektrinių vektorių $\mathbf{E}_s$ ir $\mathbf{E}_p$ svyravimų, visiškai atsispindint šviesai, susidaro fazių skirtumas, tiesiai poliarizuota šviesa atsispindėjusi virsta



219 pav.

elipsiškai arba apskritai poliarizuota (§ 50) šviesa. Frenelis pagamino rombą (219 pav.), kuriame du kartus visiškai atsispindėjusi tiesiai poliarizuota šviesa pasidaro apskritai poliarizuota.

Uždaviniai

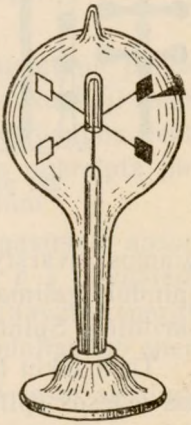
1. Natūralus šviesos spindulys krinta į lygiagrečių sienelių stiklo plokštelę. Kritimo kampas yra lygus visiškos poliarizacijos kampui. Taip kritus spinduliui, tik 0,1 jo natūralios šviesos dalis atsispindi nuo stiklo plokštelės paviršiaus. Suraskite 1, 2, 3 ir 4 spindulių (306 pav.) natūralios ir poliarizuotos šviesos stiprumą, laikydami kritusio spindulio šviesos stiprumą lygiu vienetui; šviesos absorbcijos plokštelėje nepaisyti.

XIII SKYRIUS

ŠVIESOS IR MEDŽIAGOS SĄVEIKA

§ 69. ŠVIESOS SLĖGIMAS

Jau Kepleris teigė, kad šviesos, kaip ir garso bangos, krisdamos į paviršių, turi jį slėgti. Šviesos slėgimą numatė ir Niutono šviesos korpuskulių teorija; krintančių į paviršių ir atsispindėjusių korpuskulių kinta judėjimo kiekis; jo pakitimas pasireiškia kaip paviršiaus slėgimas. Elektromagnetinė šviesos teorija taipgi tvirtina, kad, krisdama į paviršių, elektromagnetinė banga jį slegia.

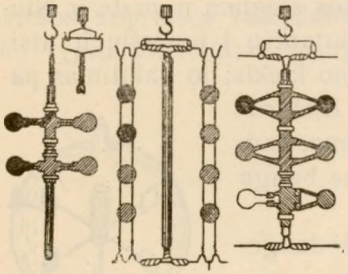


220 pav.

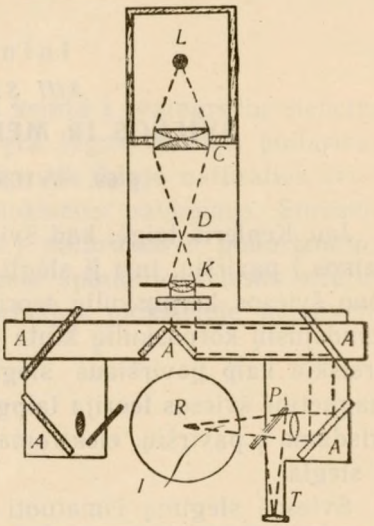
Šviesos slėgimą išmatuoti bandė daugelis fizikų, bet be sėkmės. Kruksas tarėsi nustatęs jį *radiometru*. Radiometrą sudaro stiklinis indas, kuriame guoliuose įtaisytas malūnėlis — sparneliai (220 pav.). Viena sparnelių pusė blizganti, kita — juoda (apsuodinta). Apšvietus sparnelius, malūnėlis sukasi taip, tartum sparnelių juodoje pusėje slėgimas būtų didesnis kaip blizgančioje. Tačiau paaiškėjo, kad malūnėlio sukimąsi sukelia šiluminis (radiometrinis) reiškinys. Juodoji sparnelio pusė smarkiau kaip blizgančioji absorbuoja spinduliavimo energiją, toje pusėje dujų temperatūra esti aukštesnė. Todėl šioje pusėje dujų molekulės yra greitesnės, o blizgančioje — lėtesnės. Judėjimo kiekis, susidūrus dujų molekulėms su sparneliais, abiejose sparnelių pusėse kinta nevienodai, aukštesnės temperatūros pusėje — labiau.

Šviesos slėgimą pirmasis išmatavo Lebedevas, padirbęs labai jautrų slėgimui matuoti prietaisą. Jį sudarė pakabintos plonu kvarco siūleliu sukamosios svarstyklėlės (221 pav.).

Pastarosios susidėjo iš skersinėlių su nedideliais plonais skritulėliais galuose. Vienų skersinėlių skritulėliai buvo išsuodinti (juodi), o kitų — nublizginti (veidrodiniai). Juodieji skritulėliai absorbuodavo beveik visą į juos kritusią šviesą, o nublizgintieji — ją atspindėdavo. Svarstyklėlės buvo padėtos į aklinai uždarytą stiklo indą *I*, kuriame oras išretinamas kiek galima daugiau. Šviesos spinduliai, praėję optinę sistemą *CDK* ir atsispindėję nuo veidrodžių sistemos *A* (222 pav.), krinta į skersinėlio skritulėlį *R*. Šviesos sle-



221 pav.



222 pav.

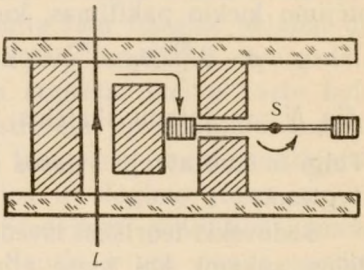
giamos, svarstyklės nukrypsta. Pastūmus veidrodžių sistemą, spindulį galima nukreipti į kitame skersinėlio gale pritvirtintą skritulėlį. Spindulių energija matuojama termoelementu *T*.

Tirta tokiu būdu. Į kurio nors skersinėlio skritulėlį nukreiptas šviesos spindulys jį slegia ir iškreipia svarstyklėles iš pusiausvyros vietos. Pašalinus spindulį, svarstyklėlės grįžta į pusiausvyros vietą. Praėjus joms šią vietą, veidrodžių sistema spindulys nukreipiamas į skersinėlio kitos pusės skritulėlį; tada svarstyklėlės nukrypsta daugiau. Ir taip periodiškai keičiant šviesos spindulio kryptį, svarstyklėlių nukrypimą galima tiek padidinti, kad jį būtų lengva stebėti.

Tyrimai parodė, kad atsispindint šviesai nuo veidrodinių skritulėlių, svarstyklėlių nukrypimas esti didesnis už nukrypimą, kai ji atsispindi nuo juodųjų skritulėlių. Gautieji Lebedevo šviesos slėgimo dydžiai nedaug (tik apie 20%) tesiskyrė nuo apskaičiuotųjų iš elektromagnetinės šviesos teorijos. Atsižvel-

giant į to laiko eksperimentinės technikos netobulumą, Lebedevo tyrimo duomenys laikomi labai gerais. 1920 m. Gerlachas pakartojo Lebedevo šviesos slėgimo eksperimentą; jo tyrimo duomenys tik 2% tesiskyrė nuo teorinių.

Nors šviesos slėgimas ir labai mažas, tačiau Lebedevas išmatavo jos slėgimą į dujų molekules. Į indą jis padėjo jautrias sukamąsias svarstyklėles *S* (223 pav.). Nušvietus dujas paveiksle nurodytu būdu, šviesos slėgiamos dujų molekulės susitelkia viršutiniuose sluoksniuose. Čia dujų slėgimas padidėja, ir sukamosios svarstyklėlės iškrypsta iš pusiausvyros padėties. Iš jų nukrypimo surandamas dujų slėgimo gradientas, kurį palaiko šviesos slėgimas.



223 pav.

Šviesos elektromagnetinių bangų teorija šviesos slėgimą į kūnus aiškina taip. Spinduliavimo elektromagnetinis laukas sukelia aplinkoje elektromagnetinę indukciją. Indukuotieji elektrinis ir magnetinis vektoriai sąveikoja su pirminės bangos elektromagnetiniais vektoriais, ir šios sąveikos jėga nukreipta pirminės elektromagnetinės bangos sklidimo kryptimi.

Pagal elektromagnetinių bangų teoriją, jei paviršius absorbuoja visą kritusią energiją, šviesos slėgimo p į paviršiaus ploto vienetą (1 cm^2) reikšmė yra lygi spinduliavimo energijos tankiui u. Jei pro 1 cm^2 per 1 s praeina spinduliavimo energijos kiekis E, tai jos tankis $u=\frac{E}{c}$; čia c yra šviesos sklidimo greitis. Taigi šviesos slėgimas $p=u=\frac{E}{c}$. Kai paviršius atspindi kritusią į jį šviesą, $p=2u$. Jei paviršius tik iš dalies atspindi kritusią į jį energiją, tai slėgimas $p=\frac{E}{c}(1+\varrho)$; čia ϱ yra spinduliavimo energijos atsispindėjimo koeficientas. Apskritai, šviesos slėgimas yra labai mažas; pvz., Saulės šviesos slėgimas į 1 m^2 tesiekia 0,4 mg.

Šviesai priskyrę kvantinę prigimtį, jos slėgimą galime taip išreikšti. Šviesos kvanto, arba fotono, energija yra lygi $h\nu$; čia h yra Planko konstanta, o ν — šviesos dažnumas (§ 90). Fotono

judėjimo kiekis yra lygus $\frac{h\nu}{c}$, nes, pagal realiatyvumo teoriją, fotono masė bus lygi $\frac{h\nu}{c^2}$. Judėjimo kiekio pakitimas, kai šviesa atsispindi nuo veidrodinio paviršiaus, yra lygus $\frac{h\nu}{c} - \left(-\frac{h\nu}{c}\right) = 2\frac{h\nu}{c}$, o kai šviesa absorbuojama — $\frac{h\nu}{c}$. Kai šviesa atsispindi tik iš dalies ir jos atsispindėjimo koeficientas — ϱ, tai visas judėjimo kiekio pakitimas, kuris išreiškia slėgimą p, bus lygus

$$p = 2\frac{h\nu}{c} N\varrho + \frac{h\nu}{c} N(1-\varrho) = N\frac{h\nu}{c}(1+\varrho) = \frac{E}{c}(1+\varrho);$$

čia N yra fotonų skaičius, kurių visų energija lygi $E : N = \frac{E}{h\nu}$ Taigi ir šiuo atveju šviesos slėgimas yra išreiškiamas tokia pat lygtimi.

Sadovskis teoriškai išvedė, kad kūnai, pvz., kristalinės plokštelės, sukami, kai juose elipsiškai arba apskritai poliarizuota šviesa virsta tiesiai poliarizuota. Sukamojo momento kilmę elektromagnetinė šviesos teorija taip aiškina. Anizatropiniuose kūnuose elektrinio vektoriaus **E** kryptis nesutampa su poliarizacijos vektoriaus **P** kryptimi. Kai šie vektoriai nelygiagretūs, susidaro sukamasis momentas

$$\mathbf{L} = [\mathbf{PE}].$$

Kai monochromatinė šviesa krinta į ketvirčio bangos ($\frac{\lambda}{4}$) plokštelę, kuri apskritai poliarizuotą šviesą paverčia tiesiai poliarizuota arba atvirkščiai, tai $L = \frac{u}{2\pi\nu}$, čia u — spinduliavimo energijos tankis, ν — šviesos dažnumas. Kvantinė šviesos teorija Sadovskio reiškinį aiškina taip. Šviesos fotonas turi judėjimo kiekio momentą $\frac{h}{2\pi}$. Jo kryptis, kai šviesa yra apskritai poliarizuota, sutampa su šviesos bangos sklidimo kryptimi; tiesiai poliarizuotos šviesos judėjimo kiekio momento kryptis statmena sklidimo krypčiai. Todėl keičiąs šviesos poliarizacijos pobūdį kūnas turi suktis. Krintant N fotonams, sukamasis momentas $L = N\frac{h}{2\pi}$; bet $Nh\nu = u$. Taigi $L = \frac{u}{2\pi\nu}$.

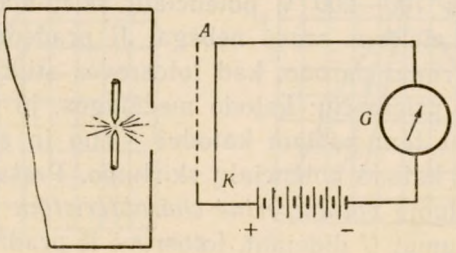
Panašų reiškinį turime, kai išspinduliuojama arba absorbuojama poliarizuota šviesa. Eksperimentiškai Sadovskio reiškinys buvo išmatuotas Betės.

Šviesos slėgimo nustatymas turėjo labai svarbios teorinės reikšmės. Fizikos mokslo raidoje ne kartą šviesa buvo priešpastatoma materialiems reiškiniams, priskiriant jai nematerialinę prigimtį. Šviesos slėgimo bei sukimo efektų atradimas aiškiai parodė tokių teiginių klaidingumą. Šviesos kaip ir visi kiti fizikos reiškiniai tik patvirtina pasaulio materialumą.

Šviesos slėgimu aiškinama kai kurie kosmogoniniai reiškiniai, pvz., žvaigždžių dydis, kometų uodegos kilmė ir kt. Yra pastebėta, kad žvaigždžių dydis kinta tam tikrame nelabai dideliame tarpe. Šį reiškinį bandoma taip paaiškinti. Žvaigždžių masei tankėjant, gravitacijos jėga stiprėja; tačiau kartu kyla ir žvaigždžių temperatūra, taigi stiprėja jų spinduliavimas ir spinduliavimo slėgimas. Pasiekus tam tikrą tankį, nukreiptos priešingomis linkmėmis gravitacijos ir slėgimo jėgos susilygina, toliau žvaigždės nebekinta. Stebėjimai rodo, kad kometų uodegos didėja joms artėjant prie Saulės, ir yra visada nuo jos nukreiptos. Manoma, kad, Saulės spinduliavimo slegiamos, žvaigždės medžiagos smulkios dalelės susitelkia už žvaigždės branduolio, nusitęsdamos toli į priešingą pusę ir išbarstydamos šviesą, spindi danguje. Bet pastarųjų laikų astronominiai stebėjimai rodo, kad vien tik Saulės spinduliavimo slėgimu negalima išaiškinti kometų uodegų susidarymo. Tas reiškinys yra žymiai sudėtingesnis.

§ 70. IŠORINIS FOTOELEKTRINIS EFEKTAS

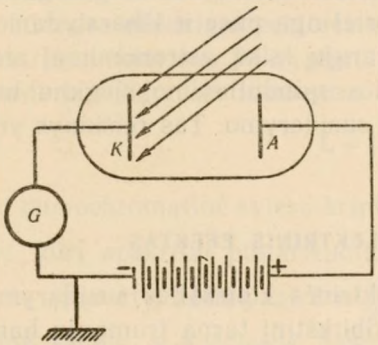
1887 m. Hercas, tirdamas elektrinės kibirkšties susidarymo reiškinį, surado, kad, apšvietus kibirkštinį tarpą trumpųjų bangų, pvz., ultravioletiniais arba rentgeno, spinduliais, kibirkštis prašoka, esant žemesniam potencialui, kaip neapšvietus. Šį



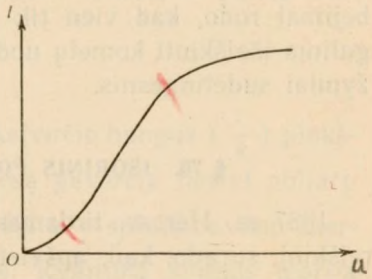
224 pav.

reiškinį nuodugniau tyrė 1888 m. Stolietovas šiuo būdu. Prieš metalinį katodą K jis ištiesė tinklelį A (224 pav.) ir tarp jų sudarė potencialų skirtumą, sujungdamas tinklelį su teigiamu, o katodą — su neigiamu baterijos poliumi. Į grandinę įjungė galvanometrą G. Apšvietus katodą, grandinėje atsirasdavo elektros srovė. Stolietovas nustatė, kad a) trumpųjų bangų (ultravioletiniai) spinduliai yra veiklesni; b) šiuo būdu gaunamos elektros srovės — *fotosrovės* stiprumas yra proporcingas apšviestumui; c) šviesai veikiant, katodo neigiamas krūvis mažėja, šviesa išlaisvina neigiamus elektros krūvius. 1898 m. Tomsonas išmatavo išlaisvinamų dalelių $\frac{e}{m}$ ir surado, kad tai yra elektronai. Jie vadinami *fotoelektronais*, o pats reiškinys — *išoriniu fotoelektriniu efektu*, arba trumpiau — *fotoefektu*.

Fotoelektrinio reiškinio dėsningumams išaiškinti, paprastai, jis tiriamas vakuume. Į indą, kuriame išretinamas oras (225 pav.), įdedami du elektrodai, anodas A ir katodas K. Tarp



225 pav.



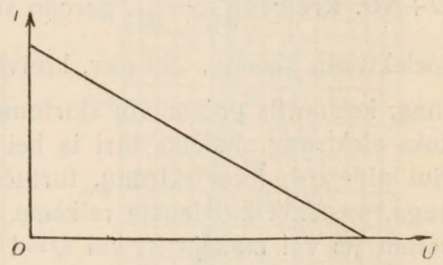
226 pav.

jų sudaromas 100—200 V potencialų skirtumas. Kol katodas yra tamsoje, elektros srovė nebėga. Ji pradeda bėgti, katodą apšvietus. Tyrimai parodo, kad fotosrovės stiprumas priklauso nuo daugelio priežasčių: katodo medžiagos, jo paviršiaus ypatybių, o esant tam pačiam katodui — nuo jo apšviestumo bei nuo anodo ir katodo potencialų skirtumo. Pastarąją priklausomybę pavaizduoja *voltamperinė charakteristika* (226 pav.). Potencialų skirtumui U didėjant, fotosrovė iš pradžių lėčiau, o vėliau staigiau stiprėja; bet toliau jos stiprėjimas mažėja, kol ji

pasidaro pastovi. Gauname *prisotintą fotosrovę*. Jos stiprumas I yra proporcingas apšviestumui.

Tokia fotosrovės voltamperinė charakteristika nurodo, kad fotoelektronai išlekia iš katodo nevienodu greičiu. Potencialų skirtumui didėjant, vis daugiau fotoelektronų nulekia prie anodo; reikiamai padidinus jį, visi emituoti fotoelektronai pasiekia jį. Toliau fotosrovės stiprumas lieka pastovus.

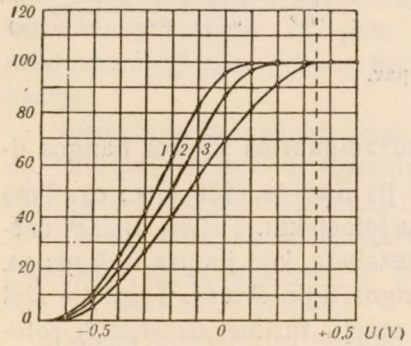
Didžiausiam fotoelektronų greičiui v_m išmatuoti naudojamas *stabdomojo potencialo metodas*. Anodui suteikiamas neigiamas katodo atžvilgiu potencialas U ir jis tol didinamas, kol fotosrovė išnyksta (227 pav.), taigi, kol ir greičiausi fotoelektronai nebejstengia nulėkti iki anodo. 1928 m. Lukirskis pasiūlė tokį metodą v_m išmatuoti. Didesnio, iš vidaus padengto metaliniu sluoksniu rutulio centre talpinamas fotojautrios medžiagos rutulėlis. Jį apšvietus, emituoti fotoelektronai, elektrinio lauko veikiami, skrieja radiusais link išorinio rutulio ir sukelia fotosrovę. Šis metodas pasižymi dideliu tikslumu.



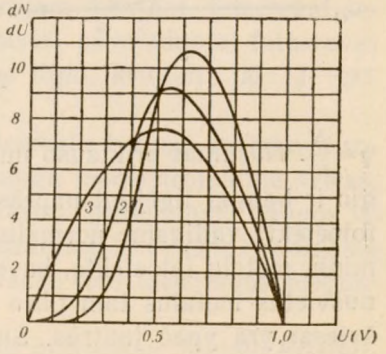
227 pav.

Didžiausio fotoelektronų greičio v_m tyrimai parodė, kad jis priklauso nuo sužadinančios fotoefektą šviesos bangos ilgio, bet ne nuo apšviestumo.

228 pav. kreivės pavaizduoja fotosrovės stiprumo I priklausomybę nuo anodo ir katodo potencialų skirtumo U, nušviečiant



228 pav.

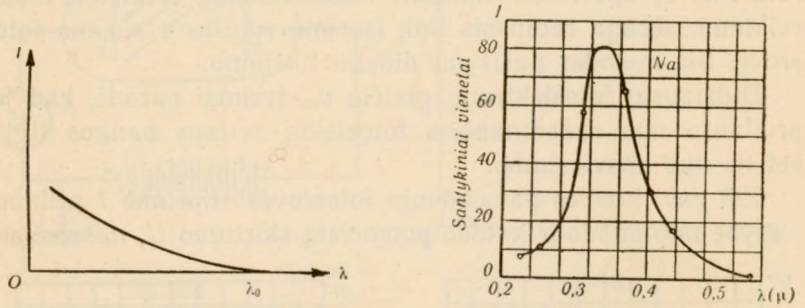


229 pav.

skirtingo storio metalo plokšteles. Kuo plokštelė plonesnė, tuo voltamperinė kreivė staigesnė (1 kreivė), skirtumas tarp elektronų greičių mažesnis.

Iš šių voltamperinių charakteristikų galima spręsti, koks fotoelektronų skaičius turi tą bei kitą greitį. Fotosrovės stiprumas I yra proporcingas išlaisvintų fotoelektronų skaičiui N. Fotosrovės stiprumo pakitimas ΔI, pakitus potencialų skirtumui ΔU, yra proporcingas fotoelektronų prieaugliui ΔN — skaičiui elektronų, kurių greitis (išreikštas voltais) yra tarp U ir $U+\Delta U$. Kreivės $\frac{\Delta I}{\Delta U} \sim \frac{\Delta N}{\Delta U}$ parodo santykinį skirtingų greičių fotoelektronų skaičių. 229 pav. kreivės pavaizduoja $\frac{\Delta N}{\Delta U}\left(\frac{\Delta I}{\Delta U}\right)$ kitimą, keičiantis potencialų skirtumui, taigi parodo palyginimai, koks elektronų skaičius turi tą bei kitą greitį. Iš pradžių, greičiui didėjant, fotoelektronų, turinčių tam tikrą greitį, skaičius auga, pasiekia didžiausią reikšmę, esant $U=0{,}63$ V (1 kreivė), vėliau jis vėl mažėja ir, kai $U=1$ V (visų kreivių), yra lygus nuliui.

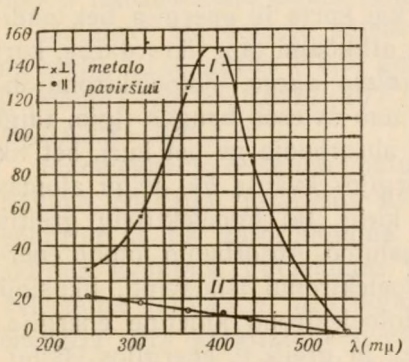
Fotoelektrinio efekto našumu γ vadiname išlaisvintų fotoelektronų skaičiaus N santykį su absorbuotos energijos kiekiu E;



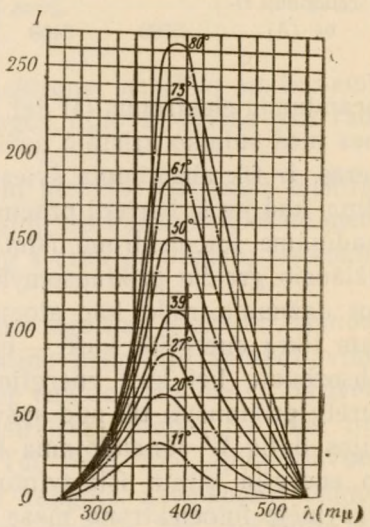
230 pav.

$\gamma=\frac{N}{E}$. Našumas priklauso nuo sužadinančios šviesos bangos ilgio ir bangai ilgėjant paprastai jis mažėja (230 pav., *a*). Tokį fotoefektą vadiname normaliuoju fotoefektu. Tačiau, tiriant šarminių metalų fotoefektą, buvo pastebėta, kad jis yra našiausias, nušvietus metalus tam tikro bangos ilgio šviesa. Taigi jie šiai šviesai yra ypač jautrūs. Šiuo atveju turime *selektyvųjį fotoefektą*. 230 pav., *b* kreivė vaizduoja natrio (Na) fotoefekto na-

šumo priklausomybę nuo šviesos bangos ilgio. Fotoelektrinių atžvilgiu natris yra jautriausias 3 400 Å bangos ilgio šviesai; nušvietus jį trumpesnių arba ilgesnių bangų šviesa, jo jautrumas mažėja. Kalis (K) yra jautriausias 4 350 Å, rubidis (Rb) 4 800 Å, cezis (Cs) — 5 100 Å bangų ilgio šviesai. Selektyvusis fotoefektas priklauso nuo šviesos poliarizacijos bei jos kritimo kampo. Jis tepasireiškia tada, kai šviesos bangos elektrinio



231 pav.



232 pav.

vektoriaus kryptis yra statmena nušviečiamo metalo paviršiui (231 pav. kreivė I); o kai jo kryptis yra lygiagretė su paviršiumi, fotoefekto selektyvumas išnyksta (231 pav. kreivė II). Šiuo atveju, apskritai, fotoefektas yra nedidelis.

Selektyviojo fotoefekto dydis priklauso ir nuo sužadinamosios šviesos kritimo kampo. Pastarajam didėjant, fotoefekto selektyvumas ryškėja. 232 pav. kreivės pavaizduoja fotosrovės priklausomybę nuo šviesos bangos ilgio, krintant jai 11°÷80° kampu.

Normaliojo bei selektyviojo fotoefekto tyrimų duomenys rodo, kad, nušviečiant vis ilgesnių bangų monochromatine šviesa, fotosrovė silpnėja ir pagaliau išnyksta. Trumpiausio bangos ilgio šviesą, kuri jau nebeįveikia sužadinti fotoefekto, vadiname *fotoefekto raudonąja riba*. Ji priklauso nuo medžiagos prigimties bei paviršiaus kokybės.

Išorinį fotoelektrinį reiškinį taip aiškiname. Metalo kristalinėje gardelėje turime laisvus bei silpnai surištus su atomo

Kai kurių metalų raudonosios ribos bangos ilgiai

metalas	K	Na	Li	Hg	Fe	Ag
raudonoji riba (Å)	5500	5400	5000	2735	2620	2610

branduoliu elektronus (II dal. § 93). Jie išlėkti iš gardelės negali, nes juos sulaiko kristalo paviršiuje susidaręs potencialinis barjeras. Ir tik absorbuota šviesa kai kurių jų energiją tiek padidina, kad jie šį barjerą praeina, atlikdami tam tikrą darbą, kurį vadiname fotoelektrono *išlaisvinimo darbu*. Fotoelektronų didžiausio greičio priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio, taigi jos dažnumo, rodo, kad atomai absorbuoja ne bet kurį, bet tik tam tikrą energijos kiekį — energijos kvantą $h\nu$. Jeigu atomas absorbuotų bet kurį energijos kiekį, tai fotoelektronų greitis turėtų priklausyti tik nuo apšviestumo. Absorbuoto fotono energijos dalis W sunaudojama fotoelektronui išlaisvinti, likusioji jo energija virsta išlaisvinto fotoelektrono kinetine energija. Pažymėję fotoelektrono masę m_e, jo greitį v, energijos išsilaikymo dėsnį fotoelektriniuose reiškiniuose galėsime taip išreikšti:

$$h\nu = \frac{1}{2} m_e v^2 + W. \qquad (70,1)$$

Tai yra *Einšteino lygtis*, nusakanti fotoefektą. Atrodytų, kad monochromatinės šviesos išlaisvinti fotoelektronai turėtų turėti vienodą kinetinę energiją, taigi visi turėtų išlėkti vienodu greičiu. Tačiau fotonai absorbuojami ne tik pačiame metalo paviršiuje, bet ir gilesniuose jo sluoksniuose. Kol išlaisvinti giliau esą fotoelektronai pasiekia paviršių, sąveikodami su gardelės jonais bei tarp savęs, jie netenka dalies energijos ir išlekia iš medžiagos mažesniu greičiu. Todėl fotoelektronų greitis yra nevienodas. Didžiausią greitį v_m turi tie fotoelektronai, kurie yra išlaisvinami pačiame metalo paviršiuje arba tie, kurie, kad ir išlaisvinti gilesniuose sluoksniuose, pasiekia paviršių, nustoję mažiausia energijos.

Pažymėkime didžiausią potencialą, kuris sustabdo ir greičiausius fotoelektronus, U_m; tada $eU_m = \frac{1}{2} m v_m^2$. Lygtį (70,1) ga-

lime ir taip išreikšti; pažymėkime W energijos kvantu $h\nu_0$, tada

$$h\nu = \frac{1}{2} m v_m^2 + h\nu_0$$

arba

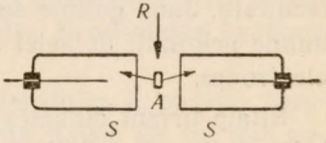
$$h(\nu - \nu_0) = \frac{1}{2} m v_m^2 . \qquad (70,2)$$

Kai $\nu = \nu_0$, tada $v = 0$, taigi fotoelektronai nebebus emituojami. Dažnumo ν_0 arba atitinkamo bangos ilgio λ_0 šviesa yra raudonoji fotoelektrinio efekto riba.

Išmatavę stabdomojo potencialo metodu didžiausią elektronų greitį v_m, iš lygties (70,2) galėsime apskaičiuoti h. Šiuo metu ji laikoma lygi $h = 6{,}6252 \cdot 10^{-27}$ erg s arba *SI* vienetų sistemoje $h = 6{,}6252 \cdot 10^{-34}$ J s.

Fotoelektrinio reiškinio ypatumus tegalima išaiškinti, spinduliavimo energijai priskyrus kvantinę prigimtį. Spinduliavimo energija ne tik absorbuojama bei emituojama, bet ir erdvėje sklinda kvantais. Fotoefektas pasireiškia tuojau pat, kai nušviečiama fotojautri medžiaga. Tai rodo, kad spinduliavimo energija nėra paskirstyta šviesos bangoje, sąveikojant bangai su medžiaga, energija netelkiama į kvantą, nes tam būtų reikalinga laiko.

Kad šviesa išspinduliuojama kvantais — fotonais, parodo ir kai kurie tyrimai. Bėtė padarė tokį eksperimentą. Tarp dviejų sutapimo (koincidencijos) būdu sujungtų elektronų skaitiklių S padėjo medžiagą A, kurioje sužadinamas rentgeno fluorescentinis spinduliavimas (§ 74). Jį registruoja skaitikliai (233 pav.). Jeigu spinduliavimas sklistų rutuline banga, tai kiekvieną kartą abiejų skaitiklių atsakai turėtų sutapti.

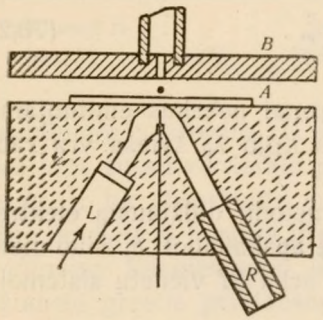


233 pav.

Bet sklindant spinduliavimui fotonais visai atsitiktine kryptimi, labai retai tegalėtų pasitaikyti, kad vienu ir tuo pačiu laiku abu skaitikliai būtų sužadinti ir jų atsakai sutaptų. Bėtės ir kt. tyrimai parodė, kad skaitiklių atsakai tesutampa labai retai ir tik visai atsitiktinai.

Jofė ir Dobronravovas padarė tokį eksperimentą. Storoje ebonitinėje plokštelėje išgręžti du kanalai R ir L (234 pav.), su-

darantieji bendrą ertmę. Kanalas L uždarytas kvarco plokštele. Oras ištraukiamas iš ertmės pro R, o pro L švitinamas rentgeno spinduliais išsikišęs į ertmę aliuminio vielos smaigalys. Jų stiprumas parenkamas toks, kad jie išlaisvintų apie 1000 fotoelektronų per sekundę. Išlaisvintieji fotoelektronai, 12 000 V potencialo pagreitinti, sustabdomi aliuminio folijos A, kuri uždengia ertmę iš viršaus. Folijos storis yra apie $5 \cdot 10^{-3}$ mm, todėl ji beveik neabsorbuoja rentgeno spindulių.



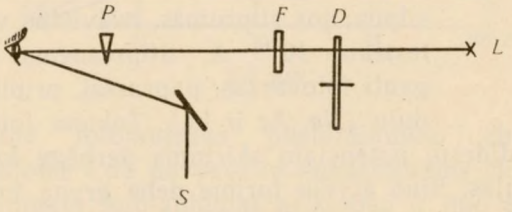
234 pav.

Aliuminio folija su viršutine plokštele B sudarė kondensatorių, kuriame plūduriavo $3 \cdot 10^{-5}$ cm radiuso bismuto dulkelė. Pastebėta, kad apytikriai kas 30 min. rentgeno spinduliai išlaisvina iš dulkelės 1 fotoelektroną. Per tą laiką į dulkelę krinta apie $1{,}6 \cdot 10^{6}$ rentgeno spindulių impulsų. Jei rentgeno spindulių energija sklistų sferinėmis bangomis, tai tik labai maža jos dalis tektų dulkelei, esant labai mažam erdvės kampui, kurį užima dulkelė, stebint iš antikatodo A. Be to, ši energija pasiskirstytų tarp labai didelio dulkelės elektronų skaičiaus. Labai mažai patikima, kad kuris vienas dulkelės elektronas galėtų kokiu nors būdu sukaupti tiek energijos, kiek turi išlaisvintas fotoelektronas. Todėl, manant, kad rentgeno spinduliavimas yra tik bangos prigimties, negalima paaiškinti šio tyrimo rezultatų. Juos galime suprasti, priskirdami spinduliavimui fotoninę prigimtį; dulkelei absorbavus fotoną, išlaisvinamas fotoelektronas.

Šitaip tiriant dulkelės nuotolis nuo A buvo $d = 0{,}02$ cm, dulkelės radiusas $r = 3 \cdot 10^{-5}$ cm, visos sferos paviršius $4\pi d^2 = 16\pi \cdot 10^{-4}$ cm^2, jos efektyvusis skerspiūvio plotas $\pi r^2 = 9\pi \cdot 10^{-10}$ cm^2. Sakykime, kad fotonai spinduliuojami visomis kryptimis ir visos kryptys erdvėje yra lygiavertės. Tada tikimybė pataikyti fotonui į dulkelę bus lygi dulkelės efektyviojo skerspiūvio ir visos sferos plotų santykiui $9\pi \cdot 10^{-10} : 16\pi \cdot 10^{-4}$. Taigi iš $0{,}56 \cdot 10^{6}$ fotonų tik vienas tesusiduria su dulkele. Jei per 1 s išspinduliuojama apie 1000 fotonų, tai $0{,}5 \cdot 10^{6}$ fotonų bus išspinduliuota apytikriai per 30 min.

Pagaliau Vavilovo tyrimas taipgi aiškiai rodo šviesos kvantines ypatybes. Šis tyrimas pagrįstas mūsų akių šviesos jutimo griežtu slenkščiu. Tamsai gerai adaptuotos akys, regėdamos iš šalies, jaučia labai silpną, apytikriai 200 fotonų stiprumo šviesą. Kai į akis įspindi silpnesnė, negu 200 fotonų šviesa, mes šviesos nebejaučiame. Mažo (mūsų akių jautrumo ribos) galingumo šviesos šaltinis tik tam tikrais akimirksniais stebėjimo kryptimi išspinduliuos reikalingą šviesai pajusti fotonų skaičių. Todėl stebėtojas, išbuvęs ilgesnį laiką visiškoje tamsoje, kad akys būtų jautriausios šviesai, turėtų stebėti šviesos blykstelėjimus.

Tiriama buvo taip. Lemputės L šviesa krinta į sinchroninio motoro sukamą skritulį D (235 pav.). Pastarasis apsisuka 1 kartą per 1 s. Skritulyje padaryta tokia išpiova, kad 0,1 s akis



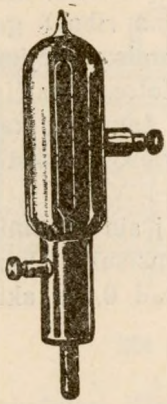
235 pav.

mato lemputės šviesą, o 0,9 s šviesą uždengia skritulys, ir akis ilsisi. Praėjusi pro išpiovą, šviesa krinta į žalią filtrą, vėliau į silpnintuvą P ir po to patenka į akį. Kad šviesos blykstelėjimai patektų į tą pačią akies tinklainės pakraštinę sritį, stebėtojas žiūri visą laiką į silpnos lemputės S nušviestą raudoną dėmelę.

Pastebėjęs šviesos blykstelėjimą, stebėtojas jį pažymi chronografo juostoje, įjungdamas atitinkamą įtaisą. Be to, toje pačioje juostoje automatiškai užrašomas skritulio kiekvienas apsisukimas, taigi ir praėjęs pro išpiovą šviesos impulsas. Tokiu būdu galima susekti, ar stebėtojas pastebi kiekvieną šviesos impulsą.

Kol žalios šviesos impulsas yra stiprus, stebėtojas pažymi kiekvieną blykstelėjimą. Silpninant impulsą, pastebėti šviesos blykstelėjimai nebeatitinka šviesos impulsus, praėjusius pro skritulio išpiovą, jam sukantis. Šviesa fluktuoja. Chronografo juostos žymių tyrimas parodė, kad stebimos fluktuacijos yra visai statistinio pobūdžio, kuris būdingas fotonų srautui.

Išoriniu fotoelektroniniu efektu remiasi vakuuminių ir dujinių fotovaržų (dažnai vadinamų fotoelementais) veikimas. Fotovaržą sudaro stiklo arba kvarco indelis (236 pav.); vienas jo vidinis šonas yra apdengtas jautriu šviesai sluoksniu; dažniausiai vartojami ypatingai paruošti šarminių metalų (K, Na, Rb, Cs, Cd ir kt.) bei kitoki sluoksniai. Indelio viduje prieš sluoksnį yra tinklelio arba žiedo pavidalo anodas. Vakuuminėse fotovaržose dujų nėra. Tarp fotovaržos jautriojo sluoksnio — katodo ir anodo sudaromas nedidelis (iki 150—180 V) potencialų skirtumas. Fotovaržos katodą nušvietę, gauname fotosrovę, kurią sudaro šviesos išlaisvinti elektronai. Vakuuminių fotovaržų ši srovė yra griežtai proporcinga apšviestumui. Bet ši fotosrovė yra silpna; jos stiprumas, nušvietus vienu liuksu, tesiekia 10^{-10} A. Stipresnėms fotosrovėms gauti fotovaržas, paprastai, pripildo tauriųjų dujų (Ne, Ar ir kt.). Tokiose fotovaržose išlaisvinti ir didesnį potencialų skirtumą perbėgę fotoelektronai jonizuoja dujas. Šiuo atveju turime nebe gryną fotosrovę, bet jonizacijos srovę, kuri yra žymiai stipresnė. Pripildytos dujų fotovaržos yra jautresnės; bet jose proporcingumas tarp apšviestumo ir fotosrovės tėra išlaikytas tik nedideliame apšviestumo kitimų tarpe. Be to, tokios fotovaržos turi didesnę inerciją kaip vakuuminės (pastarųjų inercija mažesnė kaip $3 \cdot 10^{-9}$ s) ir nuvargsta stipriau nušvietus. Fotovaržos labai plačiai taikomos ne tik moksliniams tyrimams, bet ir praktikos reikalams, pvz., garsiniame kine, televizijoje, automatikoje ir įvairiuose techniko įrenginiuose kaip relės.

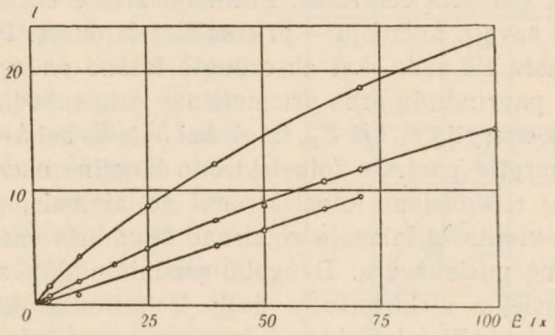


236 pav.

§ 71. VIDINIS FOTOELEKTRINIS EFEKTAS

Kai kurių puslaidininkių, pvz., Se, PbS, Sb_2S_3 ir kt., elektrinis laidumas padidėja, juos apšvietus regimąja šviesa arba rentgeno spinduliais. Šį reiškinį vadiname *vidiniu fotoelektriniu efektu*, o elektrinio laidumo pakitimą šviesoje — *fotolaidumu*. Iš tyrimų paaiškėjo, kad puslaidininkių fotolaidumas labai priklauso nuo apšviestumo, paties puslaidininkio tamsinio laidumo bei

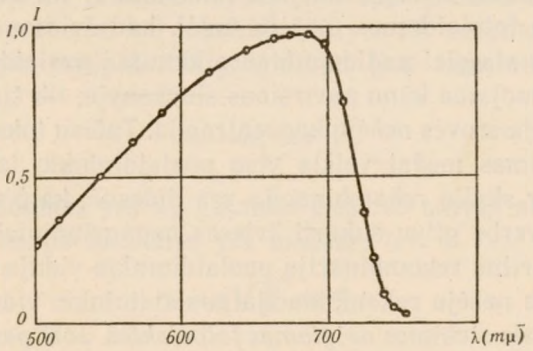
žymia dalimi nuo pavyzdėlio paruošimo būdo. Didelio tamsinio laidumo arba silpnai apšviestų puslaidininkių fotosrovės stiprumas I_f, paprastai, yra tiesiai proporcingas apšviestumui E. Bet apskritai, puslaidininkių fotosrovės priklausomybė nuo apšviestumo yra sudėtingesnė: $I_f \sim E^n$, laipsnio rodiklis n gali būti didesnis arba mažesnis už vienetą. Ją pavaizduoja vadinamoji



237 pav.

liuksamperinė fotojautraus puslaidininkio charakteristika. 237 pav. matome CdS pavyzdėlių liuksamperinę charakteristiką.

Puslaidininkių fotolaidumas priklauso ir nuo sužadinančios šviesos bangos ilgio. 238 pav. kreivė vaizduoja CdSe fotojautrumo spektrinį pasiskirstymą. Pavyzdėlio fotojautrumas didžiausias yra, jį nušvietus $\lambda = (680 \div 700)$ mμ bangos ilgio šviesa.



238 pav.

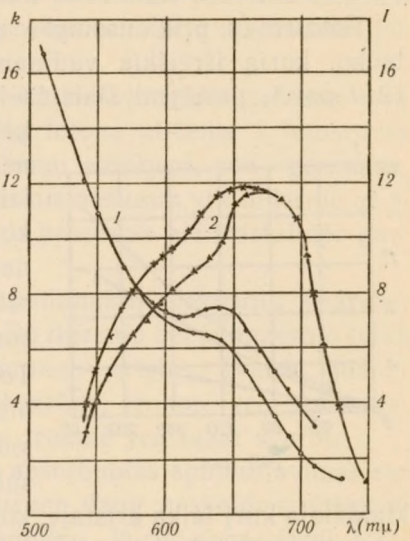
Puslaidininkių fotolaidumą taip aiškina. Apskritai, puslaidininkių elektrinis laidumas yra nedidelis, taigi jame laisvų elektronų nedaug. Pastarųjų koncentraciją galime padidinti,

išlaisvinę surištus elektronus su kristalinės gardelės pagrindiniais arba priemaišiniais jonais. Juos išlaisvinti galime, suteikdami jiems kuriuo nors būdu energijos. Kai puslaidininkis absorbuoja elektromagnetinį spinduliavimą, tai kartais absorbuotų fotonų energija sunaudojama minėtiems surištiems elektronams išlaisvinti, sakome, sužadinti (jonizuoti) pagrindiniams arba priemaišiniams gardelės centrams. Pirmuoju atveju sukeliame puslaidininkio savąjį, antruoju — priemaišinį laidumą. Fotosužadinimas įvyksta tik tada, kai absorbuoto fotono energija $h\nu$ yra didesnė už pagrindinių arba priemaišinių jonų sužadinimo, arba aktyvacijos, energiją E_0 bei E_p, taigi, kai $h\nu > E_0$ bei $h\nu > E_p$. Pertekliaus energija pavirsta fotoelektrono kinetine energija, kuri, daug kartų susiduriant fotoelektronui su atomais, greitai sumažėja iki vidutinės laisvojo elektrono šiluminės energijos, kai yra šiluminė pusiausvyra. Daugelio puslaidininkių aktyvacijos energija tesiekia elektronvolto dalį; ją atitinkąs kvanto, kuris dar gali sukelti fotoefektą, dažnumas ν_0 yra infraraudonoje spektro srityje. Regimosios šviesos dažnumai yra $4 \cdot 10^{14}$—$8 \cdot 10^{14}$, o tokius dažnumus atitinka 1,5—3 eV energijos kvantai.

Vidinio fotoefekto ribinis dažnumas ν_0 ir atitinkantis jį bangos ilgis λ_0 vadinamas *fotolaidumo raudonąja riba*. Ilgesnių už λ_0 bangų spinduliavimas yra neaktyvus, nes atskiro jo fotono energijos per maža elektronui išlaisvinti. Antra vertus, kai spinduliavimo dažnumas ν didesnis už ν_0 ir vis didėja, spinduliavimo aktyvumas mažėja, didėjant skirtumui $\nu - \nu_0$. Manoma, kad šiuo atveju fotolaidumas mažėja todėl, kad šviesos absorbcijos koeficientas staigiai padidėja ir visa kritusi į puslaidininkį energija absorbuojama kūno paviršiaus sluoksnyje; tik šiame sluoksnyje padidėja srovės nešėjų koncentracija. Tačiau toks koncentracijos didėjimas mažai veikia viso puslaidininkio laidumą, nes elektronų ir skylių rekombinacija yra didesnė, kaip viduje, o be to, prasiskverbę gilyn sukurti šviesos nepagrindiniai srovės nešėjai paspartina rekombinaciją puslaidininkio viduje. Šia sustiprinta srovės nešėju rekombinacija puslaidininkio viduje paaiškinamas kartais stebimas *neigiamas fotoefektas*. Jofė pastebėjo, kad stipriai absorbuojama šviesa kartais sumažina puslaidininkių elektrinį laidumą. Tokį fotoefektą vadiname *neigiamu*.

Apskritai, reikia pažymėti, kad fotolaidumo spektrinė sritis yra labai siaura, palyginus su puslaidininkio absorbcijos spektrine sritimi. 239 pav. pavaizduotos Sb_2S_3 absorbcijos (1) ir foto-

laidumo (2) kreivės. Abscisių ašyje sužymėti šviesos bangos ilgiai, o ordinačių — absorbcijos koeficientas k (1) ir fotosrovės stiprumas I (2). Kreivės parodo, kad puslaidininkių fotolaidumas pasireiškia tik labai siauroje šviesos absorbcijos spektro srityje ilgųjų bangų pusėje. Eksperimentinės kreivės nėra tokios griežtos kaip 239 pav. ir turi išplėstus ir neryškius sparnus, todėl fotolaidumo raudonąja riba, kuri nusako aktyvacijos energiją, laikome fotolaidumo kreivės dešiniojo sparno tokio ilgio bangą, kurią atitinka pusė fotojautrumo. Taigi iš optinių duomenų galime surasti aktyvacijos energiją ir draudžiamųjų energijų juostos plotį ir juos palyginti su tais dydžiais, surastais iš puslaidininkių elektrinio laidumo temperatūrinės priklausomybės (II dal. § 43).



239 pav.

Absorbuotos šviesos sukurtų srovės nešėjų pusiausvyrinės koncentracijos n_f priklausomybės nuo apšviestumo tyrimai parodė, kad tuo atveju, kai fotolaidumas yra tik nežymus priedelis prie šiluminio puslaidininkių laidumo (kai tamsinis laidumas yra didelis),

$$n_f = aE \text{ cm}^{-3}, \qquad (71,1)$$

o kai fotolaidumas yra vyraujantis elektros srovės nešėjų šaltinis (kai tamsinis laidumas yra mažas), tai

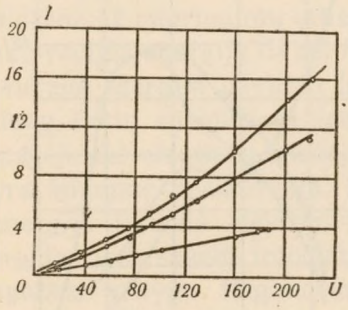
$$n_f = a\sqrt{E} \text{ cm}^{-3}. \qquad (71,2)$$

Pusiausvyrinė srovės nešėjų koncentracija sąlygojama dviejų priešingų procesų — sužadinimo, priklausančio nuo apšviestumo E, ir srovės nešėjų rekombinacijos, priklausančios nuo bendros pusiausvyrinės jų koncentracijos. Bet reikia pažymėti, kad paminėti čia dėsningumai nėra visiškai bendri visiems puslaidi-

ninkiams; kai kurių puslaidininkių n_f priklausomybė nuo E išreiškiama kitokiu E laipsnio rodikliu arba, apskritai, yra žymiai sudėtingesnė.

Tyrimai parodė, kad fotosrovės nešėjų judrumas ir jų krūvio ženklas, paprastai, yra toks pat kaip ir tamsinės srovės nešėjų.

Fotosrovės priklausomybė nuo sudaryto išorinio elektrinio lauko, kurią išreiškia vadinamoji voltmetrinė charakteristika (240 pav.), pasižymi šiais būdingais ypatumais. Pirminei, sukeltai tik šviesos sukurtų srovės nešėjų, fotosrovei Omo dėsnis išlaikomas tik silpno elektrinio lauko srityje. Elektrinį lauką stiprinant, fotosrovė pradeda lėčiau stiprėti, kaip reikalauja tiesinė priklausomybė, ir pradeda prisisotinti. Toks fotosrovės stiprumo kitimas aiškinamas pirminės fotosrovės susidarymo būdu. Be elektrinio lauko sukurtieji šviesos srovės nešėjai klaidžioja kurį laiką kristale, kol jie rekombinuoja arba prilimpa prie priemaišų. Sudarius išorinį stiprumo E elektrinį lauką, fotosrovės nešėjai dreifuoja (paslenka) lauko kryptimi, paslinkdami nuo jų atsiradimo iki rekombinacijos vietos nuotoliu $d = uEt_0$; čia u yra srovės nešėjų judrumas, t_0 — jų gyvavimo trukmė. Taigi fotosrovės stiprumas I_0 bus proporcingas šviesos sukurtų per 1 s srovės nešėjų skaičiui n_f^0 ir jų poslinkiui d ($I_f \sim n_f^0 d$). Fotosrovė tiesiai stiprės, stiprėjant elektriniam laukui, kol poslinkis d bus palyginti mažas su tarpelektrodiniu nuotoliu D. Kai atskirų srovės nešėjų poslinkis artėja prie D, fotosrovės stiprėjimas lėtėja ir pasiekia didžiausią reikšmę $I_{didž.} = en_f^0$, kai visų srovės nešėjų poslinkis pasidaro lygus D.



240 pav.

Puslaidininkio temperatūrai žemėjant, fotolaidumas stiprėja, nes žemoje temperatūroje tamsinių srovės nešėjų koncentracija mažėja, taigi silpnėja ir fotosrovės nešėjų rekombinacija. Žemesnėse temperatūrose tamsinis laidumas silpnėja, todėl pradeda vyrauti fotolaidumas. Temperatūrai kintant, kinta ir fotolaidumo raudonoji riba; vienų puslaidininkių temperatūrai žemėjant, ji slenka į ilgųjų, kitų — į trumpųjų bangų pusę, nes draudžiamųjų energijų juosta vienų puslaidininkių platėja, o kitų siaurėja.

Fotolaidumu pasižymi toli gražu ne visi puslaidininkiai. Iš grynų puslaidininkių bei dielektrikų fotojautrūs yra tik tie, kurių dielektrinė konstanta ε didesnė už 4. Įdėję atitinkamų priemaišų, galime ir nejautrius grynus puslaidininkius pajautrinti. Be to, puslaidininkių jautrumui turi įtakos paviršiaus ypatybės (šiurkštumas ir kt.), nes nuo jų priklauso srovės nešėjų rekombinacijos greitis.

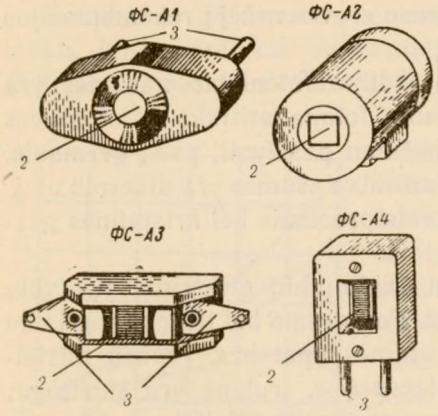
Daugeliu atvejų kvantinis vidinio fotoefekto našumas yra lygus vienetui, t. y. 1 absorbuotą fotoną atitinka 1 fotosrovės nešėjų pora; tokiu kvantiniu našumu pasižymi, pvz., germanis. Bet kai kurių puslaidininkių kvantinis našumas yra didesnis už 1, šis reiškinys aiškinamas antriniais procesais bei kristalinės gardelės netobulumais.

Spinduliavimo veikiamų puslaidininkių elektrinių ypatybių pakitimas yra laikinas reiškinys. Po ilgesnio bei trumpesnio laiko vėl atsistato puslaidininkio pirminės ypatybės. Įvairių puslaidininkių atsistatymo, arba *relaksacijos*, trukmė yra skirtinga; praktiniam fotolaidumo taikymui trukmė yra labai svarbi.

Tyrimai rodo, kad ne visada absorbuotas spinduliavimas sukuria laisvus srovės nešėjus. Turime daug neskaidrių (stipriai šviesą absorbuojančių) puslaidininkių, kurie nepasižymi fotolaidumu. Šiuo atveju, absorbavus šviesos kvantą, susidaro elektrono ir surištos su juo skylės statinys — *eksitonas*. Tokį statinį teoriškai numatė Frenkelis. Jei elektronas ir skylė vėl rekombinuoja (susijungia), atiduodami savo energijos perteklių gardelei, tada fotolaidumas nepasireiškia; tačiau kristalas gali švytėti. Jeigu sąveikojant su priemaišomis bei su šiluminio judėjimo fluktuacijomis, eksitonas suyra į laisvą elektroną ir skylę ir vienas iš jų yra surišamas, tada kitas sukelia fotolaidumą.

Vieni puslaidininkiai yra fotojautrūs regimai arba infraraudonajai šviesai, kiti rentgeno bei radioaktyviems spinduliams. Fotojautrius puslaidininkius naudoja spindulių stiprumui matuoti. Šiam tikslui gaminami prietaisai — fotovaržos. Jas sudaro užgarinti ant nelaidžių padėklų ploni fotojautrių puslaidininkių polikristaliniai sluoksniai bei monokristalai (2) su elektrodais (3) (241 pav.). Pastaruoju metu fotojautrūs puslaidininkiai pradedami taikyti fotografijai, kuri žymiai supaprastėja. Popierius apdengiamas plonu fotojautraus puslaidininkio (Se, ZnO ir kt.) sluoksniu. Įelektrinę tą sluoksnį, jame sudarome fotografuojamojo objekto atvaizdą. Dėl fotolaidumo stipriau

nušviestų popieriaus vietų potencialas sumažėja daugiau kaip silpnai nušviestų vietų. Taip gauname elektrinį objekto atvaizdą. Dabar tą popierių trumpai palaikome kameroje, kur yra smulkiai išpurkšti juodi dažai. Išpurkščiant dažus, jų dalelės įsielektrina. Veikiant skirtingo stiprumo elektrostatiniam laukui, per trumpą laiką daugiau nuguls dažų dulkelių silpniau apšviestose vietose, ir tos vietos bus tamsesnės; o stipriau apšviestose vietose dažų nuguls mažiau, jos bus šviesesnės. Gauname jau regimą objekto atvaizdą. Paveikus atitinkamais chemikalais, dažų sluoksnis užfiksuojamas. Fotografavimas trunka trumpai, ir galima gauti daug fotokopijų. 242 pav. matome elektrofotografiniu būdu padarytas nuotraukas.



241 pav.

Pagaliau fotovaržos plačiai pritaikomos automatikoje, darbo apsaugos technikoje, kaip relės elektros srovei paleisti arba jai sulaikyti. Naudojant fotovaržas, pvz., galima automatiškai įjungti bei išjungti elektrines, švyturių šviesą ir pan.

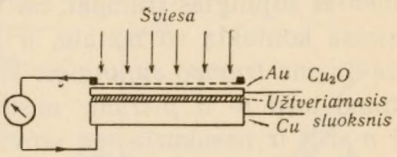
§ 72. UŽTVERIAMOJO SLUOKSNIO FOTOEFEKTAS

Sulietę tinkamų savybių puslaidininkius, galime gauti jų kontakte užtveriamąjį sluoksnį, kuris pasižymi asimetriniu laidumu (II dal. § 94). Jeigu tie puslaidininkiai yra fotolaidūs, tai, apšvietus užtveriamąjį sluoksnį, susidaro fotoelektrovaros jėga, o sujungus grandinę, gaunama fotosrovė. Šį reiškinį vadiname *užtveriamojo sluoksnio fotoefektu*, o taip sudarytą iš puslaidininkių prietaisą — *užtveriamojo sluoksnio fotoelementu*. Dabartiniu metu gaminami Cu_2O, Ag_2S, Se, Ge, Si ir kt. užtveriamojo sluoksnio fotoelementai.

Cu_2O fotoelementą sudaro Cu plokštelė (243 pav.), kurios paviršiuje sudaromas plonas Cu_2O sluoksnis; ant jo užgarinamas pusskaidris Au sluoksnis. Cu ir Au yra elektrodai. Užtveriama-

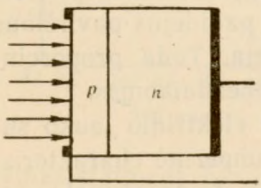
242 pav.

sis sluoksnis gali susidaryti dviejose vietose; tarp Cu ir Cu_2O (tikriau pasakius, tarp gryno Cu_2O ir Cu_2O su priemaišomis) ir Cu_2O ir Au. Pirmuoju atveju turime užpakalinio, o antruoju — priešakinio užtveriamojo sluoksnio Cu_2O fotoelementą. Pirmuoju atveju absorbuotos šviesos išlaisvinti Cu_2O sluoksnyje fotoelektronai praeina pro užtveriamąjį sluoksnį tik $Cu_2O \rightarrow Cu$ kryptimi, o priešinga — negali praeiti. Tuo būdu susidaro kelių dešimtųjų volto dalių fotoelektrovaros jėga. Au elektrodas ir Cu_2O sluoksnis yra tiek ploni, kad iki užtveriamojo sluoksnio šviesa praeina mažai susilpnėjusi. Įjungę tokį fotoelementą į elektros grandinę ir apšvietę jį, gauname fotosrovę. Puslaidininkiniai užtveriamojo sluoksnio fotoelementai yra elektros energijos generatoriai, kurie spinduliavimo energiją paverčia elektros energija. Tačiau užtveriamojo sluoksnio fotoelementų našumas kurį laiką buvo labai mažas ir neprašoko procento dalių. Tik ėmus naudoti fotoelementų gamybai germanį bei silicį ir apšvietus *p*—*n* perėjimus, jų našumą pavyko pakelti iki 10 ir daugiau procentų.



243 pav.

Kad fotoelementas būtų našus, reikia, kad srovės nešėjai-elektronai ir skylės būtų sukurtos arti *p*—*n* sluoksnio (II dal. § 104). Todėl vieną iš tų sričių (*n* arba *p*, 244 pav. *p* sritis) daro daug kartų plonesnę už srovės nešėjų difuzijos ilgį ir apšviečia jos paviršių. Šviesos sukurti *p*-srityje elektronai iš paviršiaus difunduoja gilyn ir, pasiekę *p*—*n* perėjimą, pereina į *n*-sritį. O pasiekusios *p*—*n* perėjimą, skylės nebegali nugalėti potencialinio barjero ir pasilieka *p*-srityje. Taigi *p*—*n* perėjimas perskiria šviesos sukurtus elektronus ir skyles, ir *p*-sritis įsielektrina teigiamai, o *n*-sritis — neigiamai. Susidaro fotoelektrovaros jėga, nukreipta pralaidžia linkme; pralaidžia kryptimi barjero aukštis mažėja ir elektronų srautas iš *n*-srities į *p*-sritį ir skylių srautas iš *p*-srities į *n*-sritį sukuria elektros srovę. Todėl visas elektronų srautas iš *p*-srities mažėja, o skylių — auga. Kai fotoelementas nesujungtas, tas vyksmas tęsiasi tol, kol abu srautai



244 pav.

susilygina, taigi kol visa srovė per p—n perėjimą pasidaro lygi nuliui.

Kai fotoelementas nesujungtas, visi elektronai ir skylės, atėjusieji į n-sritį, rekombinuoja joje. Sukurtasis šiuo atveju potencialų skirtumas vadinamas *tuščios eigos įtampa*. Kai fotoelementas sujungtas trumpai, tai visi elektronai, atėję į n-sritį, pasiekia kontaktą su metalu, ir grandinėje bėga srovė. Ši srovė vadinama *trumpo sujungimo srove*. Šiuo atveju potencialų skirtumo tarp n- ir p-sričių nesusidaro. Jeigu šviesa nepraeina į n-sritį ir nesukuria ten srovės nešėjų porų, tai skylinė srovė nebėga per p—n perėjimą.

Kai fotoelementas sujungtas su išorine varža R, tai tarp p- ir n-sričių pralaidžia kryptimi susidaro įtampa $U=jRS$; čia j yra srovės tankis, S — fotoelemento apšviestas plotas. Fotoelementų teorija išveda, kad fotoelemento fotosrovė susideda iš dviejų dalių. Viena jos dalis $j_c=eG$ yra sudaryta šviesos sukurtų srovės nešėjų; čia G yra absorbuotų 1 cm^2 paviršiaus per 1 s kvantų skaičius (teigiama, kad kiekvienas kvantas sukuria tik vieną srovės nešėjų porą), e — nešėjų elektros krūvis. Ši srovės dalis turėtų būti lygi trumpai sujungto fotoelemento srovei, kai $U=0$. Iš tikrųjų ši srovės dalis yra mažesnė, nes sukurtų srovės nešėjų dalis rekombinuoja paviršiuje bei sluoksnio tūryje. Kai sluoksnis plonas, paviršiaus rekombinacija žymiai viršija tūrinę. Pvz., esant sluoksnio storiui $d=0{,}01$ cm, difuzijos ilgiui 0,1 cm, difuzijos koeficientui $D_n=100$ cm^2/s ir elektronų paviršiaus rekombinacijos greičiui $v=1000$ cm/s, sukelti paviršiaus rekombinacijos nuostoliai siekia 10%, o tūrinės — tik 0,5%.

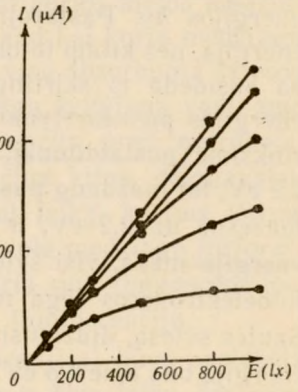
Apskritai, trumpo sujungimo fotosrovė visada proporcinga absorbuotų kvantų skaičiui. Tačiau labai stipriai nušviečiant, kai nepagrindinių srovės nešėjų koncentracija smarkiai padidėja, jų gyvavimo trukmė sutrumpėja; be to, padidėjus paviršiaus rekombinacijos greičiui, nuostoliai padidėja. Tada proporcingumas tarp fotosrovės j_c ir apšviestumo nebeišlaikomas.

Antrąją fotosrovės dalį sudaro išorinio elektrinio lauko sukelta srovė. Šiuo atveju fotoelemento voltamperinė charakteristika skiriasi tik kai kuriuo daugikliu nuo diodo charakteristikos.

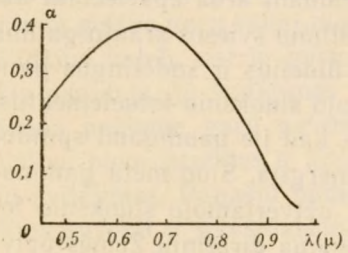
245 pav. kreivės pavaizduoja fotoelemento liuksamperinę charakteristiką esant skirtingo dydžio išorinėms varžoms grandinėje. Varža didėja, imant vis žemesnę kreivę. Esant mažai

išorinei varžai (arba trumpai sujungus) ir nestipriai apšvietus, fotosrovė yra tiesiog proporcinga apšviestumui.

Trumpai sujungto fotoelemento elektros srovę, apskaičiuotą vienam absorbuotam šviesos kvantui, vadiname *efektyviu kvantiniu našumu* Q_{ef}. Jį išreiškiame santykiu elektronų ir kvantų skaičių. Jei vieną šviesos kvantą absorbavus yra sukuriama srovės nešėjų porų skaičius β (β vadiname *kvantiniu fotoefekto našumu*), tai Q_{ef} galėsime taip išreikšti: $Q_{ef} = \alpha\beta$; α nurodo, kokia absorbuotų šviesos kvantų sukurtų srovės nešėjų porų dalis sukelia elektros srovę išorinėje grandinėje, fotoelementą sujungus trumpai. Jį vadiname *barjero skyrimo koeficientu*. Kintant šviesos bangos ilgiui λ, kinta ir β, ir α, tačiau jų priklausomybės nuo λ turi visai skirtingą pobūdį. Kvantinio našumo β priklausomybę nuo bangos ilgio λ sukelia skirtingos energijos šviesos kvantų ir puslaidininkio gardelės atomų sąveikos pakitimas. Tačiau kintant bangos ilgiui kinta ne tik sukurtų srovės nešėjų porų skaičius, bet ir jų pasiskirstymas erdvėje, nes šviesos skvarbumas priklauso nuo bangos ilgio. Taigi α privalo priklausyti nuo šviesos kritimo kampo, o krintant šviesai tam tikru kampu — nuo šviesos bangos ilgio λ. 246 pav. kreivė pavaizduoja α priklausomybę nuo λ, kai šviesa krinta statmenai barjero plokštumai. Šiuo atveju ypatingai ryški priklausomybė α nuo λ, nes skyrimo koeficientui labai svarbu sukurtų srovės nešėjų porų pasiskirstymas statmena barjero plokštumai linkme. Iki barjero nuslinks ir persiskirs tik tos srovės nešėjų poros, kurių nuotolis nuo barjero mažesnis už nepagrindinių srovės nešėjų difuzijos kelio ilgį, α mažėja bangoms ilgėjant, nes šviesos absorbcija mažėja; mažėja ir joms trumpėjant, nes, absorbcijai stiprėjant, stipriau



245 pav.



246 pav.

pasireiškia srovės nešėjų rekombinacija paviršiuje ir pačiame puslaidininkio tūryje.

Didesniam našumui gauti reikia parinkti tokį puslaidininkį, kad jo aktyvacijos energija (arba draudžiamųjų energijų juostos plotis) mažai skirtųsi nuo absorbuotos šviesos kvanto energijos $h\nu$. Pastaroji turi būti kiek didesnė už aktyvacijos energiją, nes kitaip fotonas nebesukurs nešėjų poros. Saulės šviesa susideda iš skirtingo ilgio bangų; energijos maksimumas energijos pasiskirstymo spektre yra ties 2,2 eV. Tačiau, jei parinksime puslaidininkį, kurio aktyvacijos energija yra apie 2,2 eV, tai maždaug pusės krintančių šviesos fotonų energija bus mažesnė už 2,2 eV, ir jie pasiliks neveiklūs. Kai aktyvacijos energija maža, visi šviesos fotonai kurs nešėjų poras, bet tada fotoelektrovaros jėga mažėja. Tyrimai rodo, kad naudodami Saulės šviesą, didžiausią našumą turėsime tada, kai aktyvacijos energija bus apie 1,5 eV. Dabartiniu metu didžiausią našumą turi silicio fotoelementai ($U=1{,}1$ V); jų našumas siekia 10%.

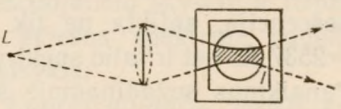
Fotoelementuose perteklinius srovės nešėjus gali sukurti ne tik regimoji šviesa, bet ir rentgeno, γ-spinduliai, elektronai bei α-dalelės. Todėl užtveriamojo sluoksnio fotoelementai naudojami ne tik regimosios šviesos, bet ir rentgeno spindulių bei radioaktyviojo spinduliavimo stiprumui matuoti: jie naudojami gamybos procesams automatizuoti bei kontroliuoti, apsaugos technikoje, signalizacijoje ir kt. Aptemdant arba apšviečiant užtveriamojo sluoksnio fotoelementus, silpnu šviesos srautu galima automatiškai paleisti bei sustabdyti didelius ir sudėtingus įrengimus. Daug kur taikome užtveriamojo sluoksnio fotoelementus, bet reikšmingiausias dalykas yra tas, kad jie naudojami spinduliavimo energijai paversti elektros energija. Šiuo metu gaminamos „saulės“ (germanio bei silicio) užtveriamojo sluoksnio fotoelementų baterijos, kuriomis maitinama dirbtinių Žemės palydovų bei kosminių raketų ir laivų radiotechninė ir elektrinė aparatūra.

Skylant atomo branduoliams, atominė energija pasireiškia kaip dalelyčių (protonų, α-dalelių, neutronų bei atomo branduolių skeveldrų) energija. Švitindami fotoelementus šių dalelyčių spinduliais, žymią (iki pusės) radioaktyvaus spinduliavimo energijos dalį galime paversti elektros energija.

Daugelis medžiagų, nušviestų Saulės arba Voltos lanko šviesa, švyti. Pvz., apšviestas žibalas švyti melsvai, fluoresceino vandeninis tirpalas — žalsvai gelsva šviesa ir pan. Ultravioletinių, rentgeno arba elektroninių spindulių apšviesti švyti oscilografo, televizorių ir rentgeno ekranai, kai kurios kietos medžiagos. Toks medžiagos švitėjimas parodo, kad kai kurių medžiagų atomai bei molekulės gali išspinduliuoti visą absorbuotą šviesos energiją arba jos dalį. Apšviestų medžiagų švitėjimą vadiname *fluorescencija*. Vienų medžiagų fluorescencija greit nutrūksta, nutraukus sužadinamąjį apšvietimą; tačiau kitos, dažniausiai, kietos medžiagos švyti dar kurį ilgesnį laiką, kartais ištisas valandas ir ilgiau. Šiuo atveju kalbame apie medžiagų *fosforescenciją*, nors pastaroji iš esmės nesiskiria nuo fluorescencijos, todėl apskritai kalbame apie medžiagų fluorescenciją.

Kietųjų kūnų fluorescencija (fosforescencija) buvo pastebėta jau seniai. Nors ji ir daug tirta, tačiau ir šiuo laiku dar nėra išaiškinti visi jos dėsningumai. Nuodugniau yra ištirta skysčių bei tirpalų fluorescencija. O aiškiausias yra dujų *fotoliuminescencijos* reiškinys.

Dujų fotoliuminescenciją 1904—1905 m. ištyrė Vudas. Ją galime sužadinti šiuo būdu. Į indelį *I*, iš kurio ištrauktas oras (247 pav.), įdėkime natrio. Tada indelį užpildys prisotinti natrio garai. Nušvietę juos natrio geltonąja (*D*) šviesa, pastebėsime silpną gelsvą garų švitėjimą. Pašildžius indelį, natrio garų tankis padidėja, jų švitėjimas susitelkia pačiame garų paviršiuje. Vėliau buvo susektas ir kitų dujų švitėjimas. Panašiu būdu galima susekti ir gyvsidabrio garų švitėjimą, nušvietus juos gyvsidabrio spektro linijos $\lambda = 2537$ Å arba $\lambda = 1850$ Å šviesa.

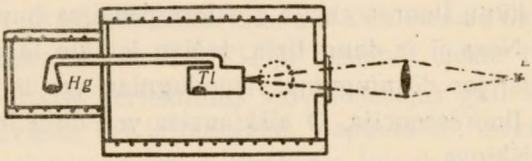


247 pav.

Taip sužadintą dujų (garų) švitėjimą vadiname *rezonansiniu spinduliavimu*. Dujų atomai arba molekulės absorbuoja sužadinamąją spinduliavimo energiją ir vėl ją išspinduliuoja. Išspinduliuotos šviesos bangos ilgis bei dažnumas yra toks pat kaip ir sužadinamosios šviesos. Taigi čia turime reiškinį, panašų į rezonanso reiškinį mechanikoje.

Absorbuotą spinduliavimo energiją atomas gali perduoti kitiems atomams, susidurdamas su jais. Tada spinduliavimo energija pavirsta dujų atomų šilumine energija. Tai greičiausiai įvyksta, atomams dažnai susiduriant tarp savęs. Ir tikrai, esant didesniam dujų tankiui arba primaišius kitų dujų, rezonansinis spinduliavimas silpnėja arba ir visai išnyksta. Rezonansinis spinduliavimas slopinamas. Vienos priemaišinės dujos slopina rezonansinį spinduliavimą stipriau, kitos silpniau. Pvz., kad gyvsidabrio rezonansinio spinduliavimo ($\lambda=2537$ Å) stiprumas susilpnėtų pusiau, reikia primaišyti 0,2 mm Hg slėgimo vandenilio, arba 0,35 mm Hg deguonies, arba 2 mm Hg slėgimo gyvsidabrio garų, arba 760 mm Hg slėgimo helio dujų.

Tačiau kartais priemaišinės dujos sustiprina rezonansinį spinduliavimą. Pvz., talio garų spinduliavimą sukeliame, primaišę gyvsidabrio garų. Į indelį įdedama talio (Tl), o į jo atšaką — gyvsidabrio (Hg) (248 pav.). Taliui ir gyvsidabriui



248 pav.

kaitinti naudojamos dvi atskiros krosnelės. Talis pašildomas iki 800°C, o gyvsidabris — iki 100°C. Talio garai apšviečiami gyvsidabrio lanko *L* šviesa. Spektroskopiškai ištyrus garų fotoliuminescenciją, aptikta ne tik gyvsidabrio rezonansinė linija $\lambda=2537$ Å, bet ir talio spektro linijos $\lambda=2768$; 3529; 5350; 3736 Å. Panaikinus sužadinamoje šviesoje gyvsidabrio rezonansinę liniją $\lambda=2537$ Å, išnyksta ir talio spinduliavimas. Pastarasis išnyksta ir tada, jei gyvsidabrio garus iššaldysime skystu oru. Panašiu būdu galime sužadinti ir indžio fluorescentinį spinduliavimą.

Tokį fluorescentinį spinduliavimą vadiname *sensibilizuota (pajautrinta) fluorescencija.* Ji sukeliama ne pačios sužadinamosios šviesos, bet aplinkiniu keliu, sužadinus gyvsidabrio atomus.

Dujų rezonansinio spinduliavimo trukmė yra apie 10^{-8} s. Klasikinės fizikos vaizdavimu taip ilgai trunka, imant vidutinį

dydį, atomo spinduliavimas. Boro atomo teorija spinduliavimo procesą taip pavaizduoja. Kol elektronas skrieja aplink branduolį stacionarine orbita, atomas nespinduliuoja; jis spinduliuoja tada, kai elektronas peršoka iš vienos stacionarinės orbitos į kitą. Šitaip vaizduojant atomo spinduliavimo mechanizmą, spinduliavimo trukmė apibūdinama ne spinduliavimo, bet sužadinto atomo gyvavimo trukme, t. y. vidutiniškai tiek laiko elektronas išbūna didesnės energijos stacionarinėje orbitoje.

Bet atskiri atomo būviai pasižymi dideliu stabilumu; tokiuose būviuose atomai gali egzistuoti žymiai ilgiau. Tokie atomų būviai vadinami *metastabiliais būviais*. Metastabilių būvių atomai gali susitelkti šiuose tarpiniuose būviuose ir iš jų pereiti į didesnės energijos būvius, absorbuodami energijos kvantus. Šiuo būdu atomas gali būti sužadintas palaipsniui, jam absorbuojant du skirtingos energijos kvantus. Tokį atomų sužadinimą vadiname *laipsnišku*.

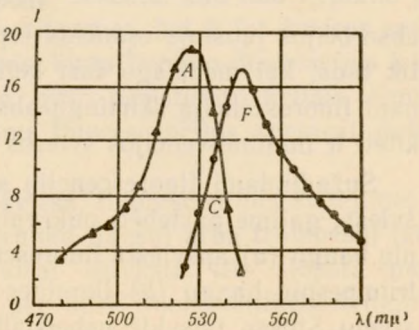
§ 74. SKYSČIŲ IR TIRPALŲ FLUORESCENCIJA

Skysčių ir tirpalų fluorescencijos reiškiniai yra žymiai sudėtingesni, kaip dujų, ir nėra dar visai ištirti. Tačiau svarbiausios ypatybės ir pagrindiniai dėsningumai yra išaiškinti.

Tyrimai parodė, kad skysčių bei tirpalų fluorescencija sužadinama tada, kai esti absorbuojamas spinduliavimas, taigi fluorescuojančiai medžiagai turi būti būdinga viena arba kelios absorbcijos juostos. Palyginęs fluorescuojančių skysčių ir tirpalų absorbuotos bei fluorescuojamos šviesos spektrinę sudėtį, 1852 m. Stoksas nustatė tokią taisyklę:

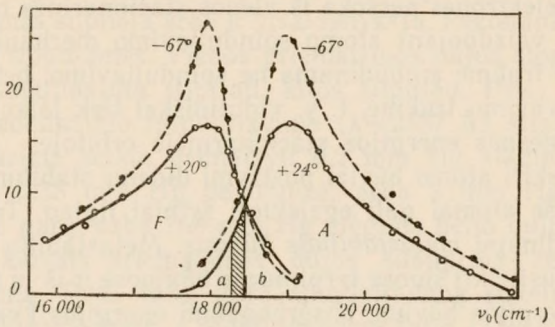
ne aukštoje temperatūroje visų fluorescuojančių medžiagų išspinduliuojamos šviesos spektras yra pasistūmęs į ilgesnių bangų pusę, palyginus su jų absorbuotos šviesos spektru,

kitaip tariant, fluorescuojantis skystis arba tirpalas visada išspinduliuoja ilgesnių bangų šviesą. 249 pav. pavaizduotos fluorescuojančios medžiagos (eozino vandeni-



249 pav.

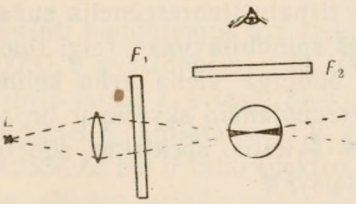
nio tirpalo) absorbcijos (A) ir fluorescencijos (F) juostos. Šios abi juostos kiek užkloja viena kitą. Jų bendroji (C) dalis, kylant temperatūrai, platėja. O 250 pav. kreivės parodo, kad absorb-



250 pav.

cijos ir liuminescencijos kreives galime laikyti viena kitos veidrodiniu atsispindėjimu.

Fluorescenciją stebime, paprastai, šiuo būdu. Indą su fluorescuojančiu skysčiu (251 pav.) nušviečiame Voltos lanko L šviesa, fluorescenciją stebime statmena kryptimi, pastatę pakeliui sukryžiuotus filtrus F_1 ir F_2; F_1 praleidžia trumpesnių bangų sužadinamąją šviesą, o F_2 absorbuoja ją ir praleidžia tik fluorescencijos šviesą.



251 pav.

Bet kuri fluorescuojanti medžiaga pasižymi būdinga jai liuminescentinės šviesos juosta. Ji visada sužadinama visa net ir tuomet, kai medžiaga nušviečiama tik siauros absorbcijos juostoje esančios (spektro linijos) srities šviesa. Ir tik tada, kai medžiaga turi kelias absorbcijos juostas, sužadinant fluorescenciją skirtingų absorbcijos juostų šviesa, gali pakitėti ir liuminescencijos šviesos spektrinė sudėtis.

Sužadindami fluorescenciją siauros srities (spektro linijos) šviesa, galime pastebėti nukrypimą nuo Stokso taisyklės: ilgesnių bangų (a) apšviesta fluorescuojanti medžiaga išspinduliuoja trumpesnių bangų (b) liuminescentinę šviesą (250 pav.). Šiuo atveju Stokso taisyklė nebeišlaikoma. Todėl bendrą abiejų ab-

sorbcijos ir fluorescencijos juostų sritį vadiname *antistoksine sritimi.*

Antistoksinės srities kilmę galime taip paaiškinti. Fluorescuojančios medžiagos atomai arba molekulės absorbuoja energiją kvantais $h\nu_0$. Bet jie, susidurdami su kitais atomais bei molekulėmis, gali papildyti savo energijos perteklių ir išspinduliuoti didesnės energijos kvantą $h\nu$. Tada bus išspinduliuota šviesa, kurios banga bus trumpesnė už sužadinamosios šviesos bangą. Kylant temperatūrai, atomų bei molekulių šiluminė energija didėja, todėl jie dažniau sukaupia šiluminės energijos perteklių, ir antistoksinė sritis platėja.

Fluorescuojančios medžiagos išspinduliuotos energijos santykį su jos absorbuota energija vadiname *fluorescencijos našumu.* Jis priklauso nuo skysčio prigimties, tirpinio koncentracijos tirpale, nuo priemaišų. Paprastai, didinant tirpinio koncentraciją, fluorescencijos našumas mažėja. Šį reiškinį vadiname *fluorescencijos koncentraciniu slopinimu.*

Pašalinės priemaišos dažniausia taipgi mažina fluorescencijos našumą. Pvz., fluorescencija žymiai susilpnėja, primaišius kalio jodido. Šiuo atveju turime *priemaišinį slopinimą.*

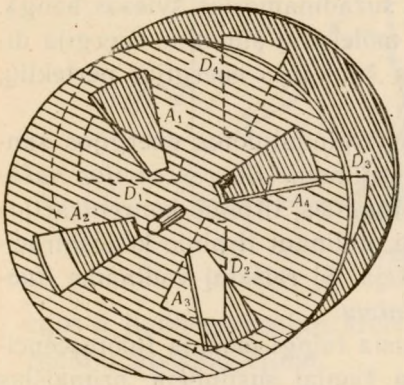
Fluorescencijos slopinimas, padidinus fluorescuojančio tirpinio arba priemaišų koncentraciją, didėja todėl, kad sužadintas atomas, susidurdamas su kitais atomais arba molekulėmis, energijos perteklių perduoda jiems ir nebespinduliuoja; tada sužadinimo energija virsta šilumine energija. Be to, susidūrus gali įvykti cheminė reakcija; šiuo atveju turėsime *sensibilizuotą fotocheminę reakciją.* Arba smūgio būdu kitai dalelei perduota sužadinimo energija gali sužadinti pastarąją ir sukelti jos liuminescenciją. Šiuo atveju turėsime *sensibilizuotą liuminescenciją.*

Tiriant tirpalų fluorescenciją, susekta, kad nuo tirpiklio priklauso ne tik fluorescencijos stiprumas, bet ir jos šviesos spektrinė sudėtis. Keičiant tirpiklius, kinta tirpinio disociacijos laipsnis, ir fluorescencijos juosta gali pasistumti keliais šimtais angstremų; molekulių ir jonų fluorescencijos spektrai dažnai yra skirtingi.

Pašalinus sužadinamąją šviesą, fluorescentinis švitėjimas išnyksta ne akimirksniu, bet trunka ilgesnį arba trumpesnį laiką, kol, tolydžio silpnėdamas, visai išnyksta. Jis slopsta pagal eksponentinį dėsnį. Laikas, per kurį fluorescentinis švitėjimas

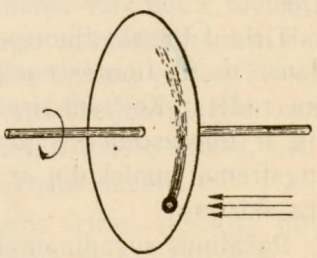
susilpnėja e kartų, vadinamas *fluorescencijos trukme*. Fluorescuojančių medžiagų fluorescencijos trukmė yra įvairi ir kinta labai plačiose ribose: nuo 10^{-9} iki 10^{10} s.

Fluorescencijos trukmę matuojame fluoroskopais. Ilgesnėms trukmėms matuoti naudojami mechaniniai fluoroskopai. Paprastai, juos sudaro du skrituliai su radialinėmis išpiovomis A ir D (252 pav.), užmauti ant bendros ašies ir taip pasukti, kad vieno skritulio išpiovos neatitinka kito išpiovų. Tiriamoji medžiaga padedama tarp skritulių. Iš vienos skritulių pusės pastatomas sužadinamosios šviesos šaltinis, iš kitos — stebėjimo prietaisas. Sukant skritulius, tam tikru momentu skritulio A išpiova atsisuka ties šviesos šaltiniu; tada tiriamoji medžiaga apšviečiama ir sužadinama. Toliau sukant, sužadinamoji šviesa uždengiama, po kurio laiko skritulio D išpiova atsisuka ties stebėjimo prietaisu, kuriuo stebime švitėjimą. Įvairiai persukdami skritulius bei keisdami jų sukimo greitį, galime stebėti fluorescencijos išnykimą ir nustatyti jos trukmę. Tokiais fluoroskopais galime matuoti trukmes iki $(10^{-2} \div 10^{-3})$ s.



252 pav.

Dažnai fluoroskopą sudaro vienas skritulys (253 pav.). Į jo angelę įdedama tiriamoji medžiaga taip, kad iš vienos skritulio pusės ją galima būtų nušviesti sužadinamąja šviesa, o iš kitos — stebėti jos švitėjimą. Sukant skritulį, tam tikru akimirksniu sužadinamoji šviesa apšviečia medžiagą ir sužadina fluorescenciją. Toliau sukant, sužadinamoji šviesa vėl uždengiama. Iš kitos skritulio pusės stebime fluorescencijos šviesos juostelę. Iš juostelės ilgio ir skritulio sukimosi greičio galima surasti fluorescencijos trukmę. Tokiu fluoroskopu galima matuoti trukmes iki $(10^{-4} \div 10^{-5})$ s.


253 pav.

Dar trumpesnėms trukmėms matuoti naudojami optiniai metodai, pagrįsti Kero efektu (§ 56). Šiais metodais galime išmatuoti trukmes iki 10^{-9} s.

Šiais metodais buvo nustatyta, kad dujų atomų rezonansinio spinduliavimo trukmė siekia 10^{-8} s, o tirpalų bei skysčių fluorescentinio spinduliavimo — iki 10^{-9} s.

Apskritai imant, visų rūšių liuminescencijos (fotoliuminescencija, fluorescencija, fosforescencija ir kt.) trukmė yra žymiai ilgesnė už atomų bei molekulių svyravimo periodą ($10^{-14} \div 10^{-15}$) s. Ilga trukmė — būdingas liuminescencijos požymis, pagal kurį ją galime atskirti nuo kitų spinduliavimo rūšių. Liuminescencija apibūdinama taip: ji yra priedinis prie šiluminio spinduliavimo perteklinis švitėjimas, pasižymintis daug ilgesne už šviesos svyravimų laiką trukme.

§ 75. KIETŲJŲ KŪNŲ FOSFORESCENCIJA. FOTOLIUMINESCENCIJOS TAIKYMAS

Kai kurie kieti kūnai, apšviesti ultravioletiniais arba rentgeno spinduliais, taipgi fluorescuoja. Šia ypatybe pasižymi neorganiniai junginiai — kristaliniai fosforai, pvz., ZnS, CdS ir kiti metalų junginiai, taipgi ir organiniai, daugiausia dažai. Gryni kristaliniai fosforai, paprastai, neliuminescuoja, tik pridėjus labai mažą kiekį kai kurių priemaišų (pvz., į ZnS 10^{-3}% Cu arba Bi), jie pradeda fosforescuoti. Šias priemaišas vadiname *aktyvatoriais*.

Fluorescuojantieji kieti kūnai pasižymi didele fluorescencijos trukme; jų švitėjimas trunka valandas ir net dienas. Pvz., ZnS sužadintas ekranas šviečia keletą minučių. Jeigu iš kitos ekrano pusės priglausime pašildytą kūną, pvz., skritulėlį, tai jo sritis ekrane nušvis stipriau. Tačiau vėliau ji tamsėja greičiau, kaip ekrano nepašildytos vietos. Pakėlę temperatūrą, fosforescencijos trukmę galime sutrumpinti daug kartų. Bet išspinduliuotos energijos kiekis nepakinta, tik ji išspinduliuojama per trumpesnį laiką.

Tyrimai parodė, kad infraraudonasis spinduliavimas slopina fosforescenciją. Jei švytinčiame ekrane sudarysime infraraudonųjų spindulių ištisinį spektrą, tai toji vieta patamsėja, o sudarius linijinį — ekrane matomos tamsios linijos. Šiuo būdu galime tirti infraraudonųjų spindulių spektrą.

Kristalinių fosforų našumo koeficientas, paprastai, yra didelis ir kartais siekia 100%.

Atsižvelgiant į fluorescencijos trukmę, fluorescencijos reiškiniai buvo skirstomi į dvi grupes: fluorescencijos bei fosforescencijos reiškinius. Nors skirtingą švitėjimo trukmę, be abejo, sąlygoja skirtingi fluorescencijos fizikiniai procesai, tačiau iš esmės šie du reiškiniai nesiskiria. Dujų bei skysčių sužadintų atomų bei molekulių elektronai pasilieka pačiame atome arba molekulėje, nenutoldami nuo jų, todėl jie greitai grįžta į savo vietą, pereinant atomui bei molekulei į normalų būvį. Kristaliniuose fosforuose sužadinto atomo bei jono elektronas išeina iš jų veikimo sferos ir klaidžioja kristale. Kristalo elektrinis laidumas padidėja. Todėl toks sužadinimo, tikriau jonizacijos, būvis gali užtrukti žymiai ilgiau. Kylant temperatūrai, elektronų judrumas didėja, ir fluorescencijos trukmė trumpėja.

Liuminescencijos reiškiniai plačiai taikomi praktikoje — mokslo tyrimuose ir gamyboje. Daugiausia naudojama liuminescentinė analizė. Pagal tiriamų klausimų pobūdį, ji skirstoma į cheminę (kokybinę ir kiekybinę) ir rūšinę analizę. Liuminescentinė analizė pasižymi dideliu jautrumu; fluorescenciją galima stebėti, esant labai mažiems fluorescuojančių medžiagų kiekiams, pvz., fluoresceinui stebėti užtenka 10^{-12} g/cm^3 koncentracijos. Paprasčiausias liuminescentinės analizės uždavinys — pagal liuminescencijos pobūdį atskirti panašius objektus, pvz., išrūšiuoti grūdus, susekti produktų gedimą, naudingas iškasenas, išskirti pakaitalus, falsifikatus, nustatyti užteršimus, dokumentų padirbimus, išaiškinti neregimą raštą ir kt. Dažnai, liuminescentiškai analizuojant, naudojami liuminescuojantys indikatoriai; pvz., nudažę vandens saugyklos vandenį fluoresceinu, suseka, su kokiomis upėmis bei požeminiais šaltiniais susisiekia vandens saugykla.

Medikai ir biologai, naudodami fluorescuojančius indikatorius, tiria kraujo apytaką, peristaltiką ir kt.

Mikroobjektų liuminescenciją stebime liuminescentiniais mikroskopais. Liuminescentinėje mikroskopijoje labai svarbūs yra fluorochromai, kuriais nudažo tiriamus objektus, pvz., bakterijas, narvelius ir kt.

Fluorochromai naudojami ir liuminescentinėje defektoskopijoje, smulkiems plyšeliams, paviršių nelygumams, įskilimams susekti.

Kai kurių medžiagų liuminescentiniai spektrai pasižymi būdinga struktūra. Todėl tais atvejais spektrinę analizę galime taikyti liuminescuojančių medžiagų mišiniams tirti.

Kiekybinę liuminescentinę analizę sudaro metodai, kurie leidžia iš fluorescencijos stiprumo surasti ištirpusių medžiagų koncentraciją, nes liuminescencijos stiprumas yra proporcingas koncentracijai; šis proporcingumas griežtai išlaikomas tuo atveju, kai koncentracija tesiekia dešimtąsias arba šimtąsias procento dalis. Šiuo būdu tiriama vitaminų B_1 ir B_2, nikotino rūgšties ir jos produktų organizmuose, adrenalino kraujyje ir kt. koncentracijos.

Liuminescentinis bituminologinis karotažas naudojamas naftos bei dujų telkiniams suieškoti, stratigrafiškai išskirtų nuosėdų sluoksnių storiams nustatyti.

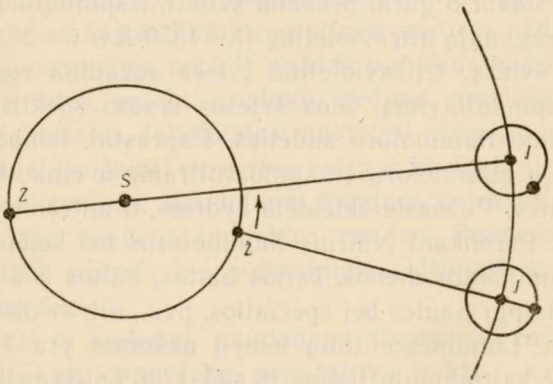
Pagaliau reikia paminėti dar vieną svarbų liuminescencijos reiškinių taikymą apšvietimui — *liuminescentines lempas*. Jas sudaro stiklinis vamzdelis su elektrodais galuose. Jis užpildomas gyvsidabrio garais ir argonu, jo paviršius iš vidaus padengiamas liuminoforu — liuminescuojančios medžiagos smulkiais milteliais. Normalioje temperatūroje (40°C) gyvsidabrio garų slėgimas siekia 10^{-2}, o argono — apie 4 mm Hg. Bėgant elektros srovei, gyvsidabrio garai pradeda švitėti, išspinduliuodami daugiausia neregimąją ultravioletinę ($\lambda = 1850$ Å ir $\lambda = 2537$ Å spektro linijų) šviesą. Ultravioletinė šviesa sužadina regimąjį liuminoforo spinduliavimą. Šios šviesos srauto spektrinė sudėtis priklauso nuo liuminoforo sudėties. Paprastai, lempose naudojamas dviejų liuminoforų (magnio volframo ir cinko berilio silikato) mišinys. Pirmasis skleidžia žydrius, o antrasis oranžinius spindulius. Parenkant įvairius liuminoforus bei keičiant jų proporciją, gaminamos dienos, šaltos baltos, baltos ir šiltos baltos šviesos, o taipgi Saulės bei specialios, pvz., ultravioletinės, šviesos lempos. Liuminescentinių lempų našumas yra 3—4 kartus didesnis už kaitinamųjų lempų ir siekia 36%; jis priklauso nuo lempos ilgio ir jos šviesos spektrinės sudėties. Kad sumažėtų stroboskopinis efektas, kurį sukelia atskirų lempų šviesos mirgėjimas, jos jungiamos į skirtingas fazes. Liuminescentinės lempos dirba iki 3000 valandų. Jų veikimo laiką nulemia elektrodų išdulkinimas ir dezaktyvacija. Įtampos tinkle svyravimas bei dažni įjungimai ir išjungimai, kurie ardo elektrodus, sutrumpina jų amžių.

XIV SKYRIUS

ŠVIESOS SKLIDIMO GREITIS

§ 76. ASTRONOMINIAI BŪDAI ŠVIESOS GREIČIUI MATUOTI

Kad šviesa sklinda ne akimirksniu, bet tam tikru greičiu, jau buvo spėliota ir seniau. Jau Galilėjus bandė išmatuoti šviesos sklidimo greitį, stebėdamas šviesos blykstelėjimus, uždengiant bei atidengiant toli esanti žibintą, tačiau, labai greit sklindant šviesai, šiuo būdu nustatyti šviesos greičio nepavyko. Šiuo būdu matuojant šviesos sklidimo greitį, šviesos šaltinis turėtų būti labai toli. Todėl pirmieji būdai šviesos sklidimo greičiui susekti buvo astronominiai.



254 pav.

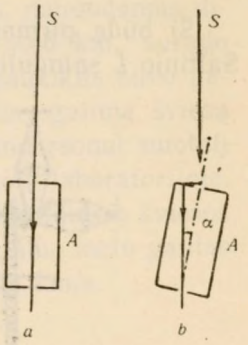
Jupiterio mėnulių užtemimų stebėjimai parodė, kad užtemimų laikas ne visada atitinka apskaičiuotą iš planetų judėjimo dėsnių laiką. Šį laikų (apie 1320 s) skirtumą 1676 m. astronomas Remeris išaiškino nevienodu įvairiu laiku nuotoliu tarp Žemės ir Jupiterio ir baigtiniu šviesos sklidimo greičiu. Skriedama aplink Saulę, Žemė gali nutolti bei priartėti prie Jupiterio per

savo orbitos skersmenį (254 pav.). Žinodamas vidutinį Žemės orbitos skersmenį ($D \approx 300 \cdot 10^6$ km) ir Jupiterio mėnulio užtemimų pavėlavimą, Remeris surado šviesos sklidimo greitį $c = 215\,000$ km/s.

Šių laikų duomenimis, užtemimai pavėluoja 994 s, ir apskaičiuotas šiuo metodu $c = 301\,000$ km/s.

Antras astronominis būdas šviesos greičiui surasti remiasi šviesos aberacija. Astronomas Bradlėjus 1728 m. bandė susekti žvaigždžių paralaksinį judėjimą, kuris turėtų būti stebimas, skriejant Žemei aplink Saulę. Apskritai, žvaigždžių projekcija dangaus skliautuose per metus turėtų apskrieti elipsę, kurios matmens turėtų priklausyti nuo žvaigždės nuotolio nuo Žemės. Esančios Žemės eliptikoje žvaigždės turėtų judėti tiese, o ašigaliuose — skrieti apskritimu. Bradlėjus nustatė, kad žvaigždžių vieta dangaus skliautuose kinta; tačiau jo susektas poslinkis buvo statmenas laukiamam dėl paralakso poslinkiui; visų žvaigždžių didžiosios elipsės ašies kampinis dydis buvo vienodas ir lygus $2\alpha = 40'',9$, žymiai didesnis už lauktąjį dėl paralaksinio žvaigždžių judėjimo. Šį reiškinį Bradlėjus pavadino *šviesos aberacija* ir išaiškino baigtiniu šviesos sklidimo greičiu.

Aberacijos reiškinį matome, pvz., greitai bėgdami per lietų: lietaus lašai visada krinta iš priešakio; taip krintančius lietaus lašus matome ir pro greitai važiuojančio traukinio langą. Tegu lietaus lašo kritimą sekame ilgio l vamzdyje A su dviem angelėmis galuose, lašas krinta stačiai žemyn (255 pav.). Jei vamzdis nejuda, tai, kad lašas, įlėkęs pro viršutinę angelę, pataikytų į apatinę, vamzdį reikia nukreipti stačiai (255 pav., *a*). Bet jei vamzdis judės gulsčia kryptimi greičiu v, tai įlėkęs į vamzdį lašas pasieks apatinę angelę tik tada, jei vamzdį pakreipsime jo judėjimo kryptim kampu α (255 pav., *b*). Kol lašas, krisdamas stačiai greičiu u nulėks nuotolį $l = ut$, vamzdis paslinks gulsčia kryptimi nuotoliu $l_1 = vt$ ir



255 pav.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{vt}{ut} = \frac{v}{u}.$$

Lygiai su tokiu pat šviesos aberacijos reiškiniu susiduriame ir stebėdami žvaigždžių vietą danguje. Iš šviesos aberacijos galime apskaičiuoti šviesos sklidimo greitį c. Išmatavus žvaigždžių poslinkį, nustatyta, kad kampinis nuotolis tarp jų kraštinių padėčių yra $2\alpha = 40'',9$, taigi

$$\alpha = \frac{v}{c},$$

nes kampas α yra labai mažas, v yra Žemės vidutinis skriejimo greitis aplink Saulę. Bradlėjus surado, kad $c = 303\,000$ km/s.

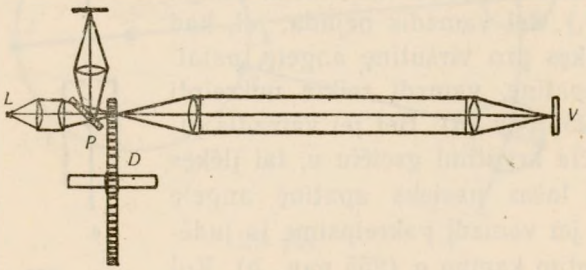
Astronominiai šviesos greičio matavimo būdai šiuo laiku turi tik istorinės reikšmės, kaip pirmieji metodai šviesos greičiui matuoti.

§ 77. LABORATORINIAI BŪDAI ŠVIESOS GREIČIUI MATUOTI

Pirmuosius laboratorinius būdus šviesos greičiui matuoti galima suskirstyti į dvi grupes: a) pertraukiant šviesos spindulį ir b) sukant veidrodį. Pastaraisiais laikais pradėta taikyti radiogeodezinį bei radijo stovinčių bangų būdus.

1. Būdas šviesos sklidimo greičiui matuoti, pertraukiant šviesos spindulių pluoštą

Šį būdą pirmasis panaudojo Fizo 1849 m. Jo esmė tokia. Šaltinio L spinduliuojamas šviesos pluoštas krinta į pusskaidrią



256 pav.

plokštelę P (256 pav.) ir, ją perėjęs, pasiekia veidrodį V, nuo kurio atsispindėjęs grįžta atgal. Atsispindėjęs nuo pusskaidrios plokštelės P, jis stebimas žiūronu, kuriame matomas šviesus šaltinio atvaizdas. Pakeliui pastatomas sukamas dantratis D. Kai

šviesos spindulys praeina pro dantračio dantelių tarpą, tai žiūronu matomas šviesos šaltinio atvaizdas. Jeigu spindulys kris į dantelį, tai atvaizdo nesimatys. Sukime dantratį kai kuriuo greičiu. Praėjęs pro tarpelį, šviesos spindulys nusklinda iki veidrodžio V. Jei, atsispindėjęs nuo jo, jis pasiekia dantratį tuo akimirksniu, kada jo kelyje yra pasisukęs dantelis, tada jis nepraeina, ir šviesos šaltinio atvaizdas išnyksta. O jeigu tuo akimirksniu atsisuks sekantis iš eilės tarpelis — atvaizdą matysime. Vadinasi, visą laiką greitinant dantračio sukimąsi, šviesos šaltinio atvaizdas tai išnyksta, tai vėl atsiranda. Žinodami dantračio kampinį sukimo greitį ω, jo dantelių skaičių z, dantračio nuotolį nuo veidrodžio l, galėsime apskaičiuoti šviesos sklidimo greitį c. Kad šaltinio atvaizdas išnyktų pirmą kartą, reikia tarpelį pakeisti danteliu, taigi dantratis turi pasisukti kampu $\frac{2\pi}{2z}$. Tokiu kampu jis pasisuks per laiką $t = \frac{2\pi}{2z} : 2\pi n = \frac{1}{2zn}$; čia n yra dantračio apsisukimų skaičius per 1 s, $n = \frac{\omega}{2\pi}$. Per tą patį laiką t šviesa turi nusklisti nuotolį $2l$, atseit $t = \frac{2l}{c}$. Taigi

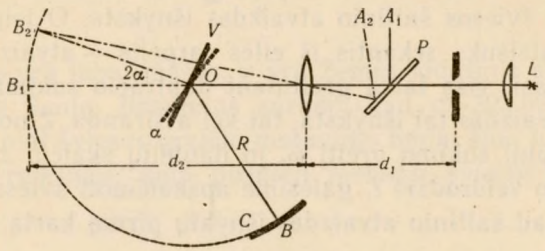
$$c = 4lzn. \qquad (77,1)$$

Šiuo būdu matuodamas, Fizo, parinkęs nuotolį $l = 8{,}63$ km, išmatavo $c = 315\,000$ km/s. 1902 m. Perotenas, naudodamas didesnės eilės išnykimus, parinkęs nuotolį $l = 46$ km, surado $c = 299\,870$ km/s. Vėliau mechaninis šviesos traukiklis buvo pakeistas elektriniu — Kero elementu (§ 56). Juo galima šviesą nutraukti iki 10^7 kartų per 1 s. Tas leido Andersonui nuotolį l sumažinti iki 3 m ir šviesos greitį išmatuoti laboratorijoje. Naudojant didelio dažnumo traukiklius bei labai jautrią šviesos išnykimą registruojančią elektroninę priemonę, šiuo metu gautas tiksliausias šviesos sklidimo greitis $c = 299\,792$ km/s.

2. Šviesos sklidimo greičio matavimas, sukant veidrodį

Šį būdą panaudojo Fuko 1862 m. Šviesos šaltinio L spinduliuojama šviesa, praėjusi pusskaidrią plokštelę P, nusklinda iki sukamo veidrodžio V (257 pav.); atsispindėjusi nuo jo, sklinda į veidrodį C ir atsispindėjusi grįžta atgal į veidrodį V ir, dar kartą atsispindėjusi nuo veidrodžio ir vėliau nuo plokštelės P,

sudaro šaltinio L atvaizdą A, kurį stebime žiūronu. Kol veidrodis V nesukamas, atvaizdą stebime tam tikroje vietoje A_1. Sukant veidrodį V aplink ašį, einančią pro O (statmeną paveikslo plokštumai) šis paslenka į A_2, nes kol šviesos spindulys, atsispindėjęs nuo V, nusklinda iki C ir grįžta atgal į V, pastarasis pasisuka kai kuriuo kampu $\alpha = \omega t$; čia ω yra veidrodžio V

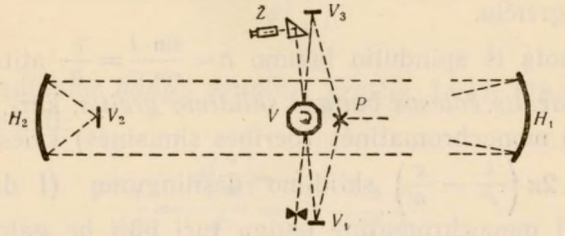


257 pav.

kampinis sukimosi greitis, o t — laikas, per kurį šviesa, atsispindėjusi nuo V, nusklinda iki C ir grįžta atgal į V. Nuotolį tarp veidrodžių V ir C pažymėkime R, tada $t = \frac{2R}{c}$. Iš atvaizdo poslinkio A_1A_2 galime surasti pasisukimo kampą α (257 pav.), o žinodami sukimo greitį ω, surandame laiką t. Tada jau lengva surasti ir c. Fuko išmatavo $c = 298\,000$ km/s.

Maikelsonas šį metodą žymiai patobulino, panaudojęs aštuoniasienį sukamą veidrodį. Jo įrenginys šviesos greičiui matuoti pavaizduotas 258 pav. Šviesos spindulys, atsispindėjęs nuo sukamo veidrodžio V vienos sienelės, krinta į plokščią veidrodį V_1, vėliau į pusskaidrias plokštelės P ir įgaubtą veidrodį H_1 ir, nuo jų atsispindėjęs, nusklinda lygiagrečiu pluoštu iki nutolusio (35,4 km) veidrodžio H_2. Nuo jo atsispindėjęs krinta į plokščią veidrodį V_2 ir grįžta į H_2 ir H_1, o toliau praėjęs plokštelės P bei atsispindėjęs nuo V_3, krinta į priešingos pusės veidrodžio V sienelę ir pagaliau patenka į žiūroną $Ž$. Jeigu šviesos spindulys, atsispindėjęs nuo pirmos veidrodžio V sienelės, krinta į antrą tuo akimirksniu, kai veidrodis V pasisukęs 1/8 viso apsisukimo dalimi, tai šviesos šaltinio atvaizdas matomas toje pačioje vietoje, kaip ir veidrodžiui V nesisukant. Žinodami veidrodžių nuotolius bei V sukimosi greitį, galėsime surasti c. 1902 m. Maikelsonas šiuo būdu išmatavo $c = 299\,890$ km/s, o 1926 m. $c = 299\,796$ km/s.

Pastaruoju metu šviesos greitis išmatuotas *radiogeodeziniu* metodu. Nustatomas radijo bangų sklidimo laikas tarp dviejų taškų, o nuotolis tarp jų išmatuojamas geodeziniu būdu. Šiuo būdu 1949 m. išmatuotas $c = 299\,792$ km/s. Pagaliau 1950 m. šviesos greitis buvo išmatuotas, sudarius *radijo stovinčias bangas* cilindriniame rezonatoriuje, iš kurio išsiurbtas oras. Surasta $c = 299\,792$ km/s.



258 pav.

Šiuo metu yra įsitikinta, kad arčiausia tikrajai šviesos sklidimo vakuume reikšmė, apskaičiuota iš pastaraisiais metais išmatuotų duomenų, yra $c = (299\,792{,}5 \pm 0{,}5)$ km/s, o *SI* vienetų sistemoje $c = 2{,}997925 \cdot 10^8$ m/s.

Šviesos sklidimo greitis ir toliau kruopščiai tiriamas naujausiais matavimo metodais, nes jis yra svarbi fizikos konstanta. Elektrodinamikos kritinis greitis (II dal. § 74), arba elektrodinamikos konstanta, turi greičio dimensiją, ir jo reikšmė lygi šviesos sklidimo greičio reikšmei. Be to, pagal Einšteino specialiąją reliatyvumo teoriją, šviesos greitis yra ribos greitis: joks materialus kūnas, ne tik makroskopinis, bet ir mikroskopinis (elementarios dalelės) negali judėti greičiau už šviesos sklidimą vakuume. Ir pagaliau, šviesos greičio pakitimai įvairiomis sąlygomis leido išspręsti hipotezinio šviesos eterio, absoliutinio judėjimo ir kitus svarbius pagrindinius fizikos mokslo klausimus. Todėl labai svarbu žinoti kiek galima tikslesnę šviesos sklidimo greičio reikšmę.

§ 78. FAZINIS IR GRUPINIS ŠVIESOS SKLIDIMO GREITIS

Išmatavus šviesos greitį, galima buvo patikrinti Sneliaus šviesos spindulių lūžimo dėsnį, kuris taip išreiškiamas:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{c}{u}; \qquad (78{,}1)$$

čia n yra lūžimo rodiklis, i ir r atitinkamai šviesos spindulių kritimo ir lūžimo kampai, u — šviesos sklidimo greitis aplinkoje Taigi aplinkos lūžimo rodiklį n galima surasti dvejopai: išmatavus kampus i ir r arba suradus greitį u. Pasirodė, kad gautieji abiem būdais duomenys nesutampa; pvz., matuojant CS_2 lūžimo rodiklį pirmuoju būdu gauta $n=1{,}64$, o antruoju būdu $n=\frac{c}{u}=$ $=1{,}75$. Šis duomenų nesutapimas aiškinamas dvejopu šviesos sklidimo greičiu.

Išmatuotą iš spindulio lūžimo $n=\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{c}{u}$ atitinka vadinamasis *fazinis šviesos bangos sklidimo greitis*, kurį nustatome iš griežtai monochromatinės (beribės sinusinės) šviesos bangos $S=A\cdot\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)$ sklidimo dėsningumų (I dal. § 56). O griežtai monochromatinė banga turi būti be galo išplitusi, visai neribota. Praktiškai realizuoti tokios bangos negalime. Matuodami šviesos spindulių pluoštus, visada susiduriame su ribotu vietos ir laiko atžvilgiu bangų pluoštu, t. y. sudėtingu bangų impulsu, arba bangų grupe. Tokioje bangų grupėje bangų dažnumai nors ir nežymiai, bet skiriasi tarp savęs. Išskirkime jame tokį tašką, kur atskirų bangų fazė yra arba visai vienoda, arba tesiskiria labai mažu dydžiu. Šiame taške atstojamojo svyravimo amplitudė bus žymiai didesnė, kaip visuose kituose bangų grupės taškuose, kur atskirų bangų fazės skirtumas yra žymiai didesnis. Pastaruosiuose taškuose atstojamojo svyravimo amplitudė bus labai maža arba lygi nuliui. Didžiausios svyravimo amplitudės tašką vadiname bangų grupės *energijos centru*. Jame bus sukaupta beveik visa bangų grupės energija.

Energijos centre bangų fazės skirtumas turi būti lygus nuliui (griežčiau tariant, antros eilės nykstamai mažas dydis), taigi

$$\frac{d\varphi}{d\nu}=0, \tag{78,1}$$

čia

$$\varphi=2\pi\nu\left(t-\frac{x}{u}\right) \tag{78,2}$$

yra bangos fazė. Tada

$$\frac{d\varphi}{d\nu}=2\pi t-2\pi x\frac{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}{d\nu}=0,$$

iš čia

$$\frac{x}{t} = \frac{d\nu}{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}. \qquad (78,3)$$

Taigi bangų grupės energijos centras slenka erdvėje greičiu

$$g = \frac{d\nu}{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}. \qquad (78,4)$$

Šį greitį vadiname *bangų grupiniu greičiu.* Lygtį (78,4) galima ir taip išreikšti:

$$\frac{1}{g} = \frac{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}{d\nu} = \frac{1}{u} - \frac{\nu}{u^2}\frac{du}{d\nu}. \qquad (78,5)$$

Dažnumą ν pakeiskime bangos ilgiu λ. Tada

$$g = \frac{d\left(\frac{u}{\lambda}\right)}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = u - \lambda\frac{du}{d\lambda}. \qquad (78,6)$$

Kai bangos nėra išbarstomos, taigi, kai bangų sklidimo greitis u nepriklauso nuo bangų dažnumo, $\frac{du}{d\nu} = \frac{du}{d\lambda} = 0$, $g = u$, tada bangų grupės energijos centras slenka tuo pačiu greičiu kaip ir pačios bangos. Tačiau kai turime išbarstymą, taigi, kai $\frac{du}{d\nu}$ ir $\frac{du}{d\lambda}$ nelygūs nuliui, tai grupinis bangų greitis skiriasi nuo jų fazinio greičio. Kai šviesos dispersija normali, $\frac{du}{d\lambda} > 0$ ir $g < u$, kai anomali $\frac{du}{d\lambda} < 0$ ir $g > u$.

Praktiškai matuodami šviesos sklidimo greitį disperguojančioje aplinkoje naudojame ribotą šviesos pluoštą, todėl surandame ne fazinį, bet grupinį šviesos greitį. Norėdami palyginti lūžimo rodiklio n reikšmes, gautas iš spindulių lūžimo bei iš greičių santykio, turime atitinkamai antruoju atveju imti ne išmatuotą grupinį greitį, bet apskaičiuotą iš formulės (78,6) fazinį greitį u. Tada abiem būdais nustatytos n reikšmės sutampa.

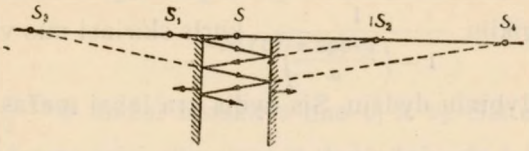
§ 79. DOPLERIO EFEKTAS OPTIKOJE

Dopleris akustikoje nustatė, kad stebimos bangos ilgis bei dažnumas priklauso nuo stebėtojo ir bangų šaltinio reliatyvaus judėjimo (I dal. § 60). Reiškiant pirmuoju priartėjimu, bangos ilgio bei dažnumo pakitimą galima taip nusakyti: $\Delta\lambda = \pm\lambda \frac{v}{u}$ bei $\Delta\nu = \mp\nu \frac{v}{u}$; čia u yra bangų sklidimo greitis, v — šaltinio arba stebėtojo judėjimo greitis. Šviesos greitis yra palyginti labai didelis, todėl stebėti Doplerio efektą šviesos reiškiniuose žymiai sunkiau kaip akustikoje.

Pirmiausia šviesos Doplerio efektas buvo pastebėtas astrofizikoje. Lyginant kai kurių cheminių elementų spektro linijų vietą žvaigždžių spektruose su jų vieta gautuose laboratorijoje spektruose, buvo surasta, kad šio spektro linijos yra paslinkusios. Šis jų poslinkis žvaigždžių spektruose aiškinamas žvaigždžių radialiniu judėjimu: artėja arba tolsta jos nuo stebėtojo. Pirmuoju atveju spektro linijos paslenka trumpųjų (violetinių), o antruoju — ilgųjų (raudonųjų) bangų link. Iš jų poslinkio galima surasti žvaigždžių radialinio slinkimo greitį. Panašiai buvo nustatyta, kad Saulės kraštinių dalių spektruose spektro linijos yra paslinkusios jos centrinės dalies spektro linijų atžvilgiu. Iš šio jų poslinkio buvo apskaičiuotas Saulės sukimosi tiesinis greitis; gautasis rezultatas (2,3 km/s) gerai sutampa su nustatytų Saulės dėmių slinkimo greičiu (2 km/s), tiesiogiai stebint. Stebint Doplerio efektą, buvo atrastos tolimos dvigubos žvaigždės. Jų spektruose linijos periodiškai pasidaro dvilypės. Tokį reiškinį galima paaiškinti tik tuo, kad šviesą spinduliuoja du vienas aplink kitą besisukantys kūnai. Kai vienas iš jų artėja į stebėtoją, kitas tolsta nuo jo.

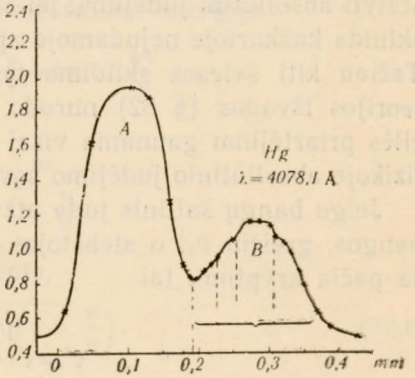
Šviesos Doplerio efektą laboratorijoje pirmieji išmatavo Bielopolskis (1900 m.) ir Golicinas (1907 m.). Kad priverstų šviesos šaltinį greit slinkti, jie pasinaudojo tokiu optiniu reiškiniu. Jei šviesos šaltinį S padėsime tarp dviejų plokščių lygiagrečių veidrodžių (259 pav.), tai abiejuose veidrodžiuose susidarys daug jo atvaizdų S_1, S_2, S_3, S_4 ir t. t., ir n-jo atvaizdo nuotolis bus $2nx$; čia x yra objekto nuotolis nuo veidrodžio. Judant objektui greičiu v, jo n-tasis atvaizdas judės greičiu $v_n = 2n \frac{dx}{dt} = 2nv$. Bielopolskio ir Golicino prietaisą sudarė du greitai sukami priešin-

gomis kryptimis ratai su plokščiais veidrodiniais stipinais. Šviesos spindulys, daug kartų atsispindėjęs, patenka į spektrografą, kuriuo stebimas spektro linijos paslinkimas. Fabri ir Biusonas popieriniam skrituliui sukti naudojo greitai besisukančią centrifugą. Gyvsidabrio lanko šviesa krito į šio skritulio kraštą, ir atsispindėjusi du kartus nuo priešingose pusėse esančių skritulio



259 pav.

krašto taškų, ėjo į spektrografą, kuriuo buvo stebima sudvigubinta spektro linija. Doplerio efektui stebėti Štarkas šviesos šaltiniu naudojo kanalinius spindulius (II dal. § 62). Juos sudaro spinduliuojantieji nejudami bei greitai lekiantieji skirtingais greičiais atomai. 260 pav. kreivė pavaizduoja Hg spektro linijos $\lambda = 4078{,}1$ Å Doplerio efektą. Nejudamų atomų išspinduliuota spektro linija *A* yra siaura, o lekiančių — paslinkusi ir išplitusi juostelė *B*. Katodinio potencialo kritimas lygus 18 000 V.



260 pav.

Doplerio efektas yra vienas iš veiksnių, daugiausia išplečiančių spektrines linijas.

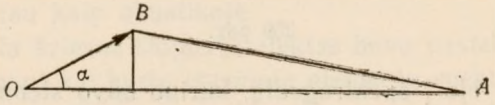
Tik pirmuoju priartėjimu stebimosios bangos dažnumo pakitimą galime laikyti vienodu slenkant stebėtojui arba bangų šaltiniui (I dal. § 60). Tačiau iš tikrųjų jis yra skirtingas. Kai bangų šaltinis *O* juda į arba nuo stebėtojo *B* ir jo slinkimo kryptis sudaro kampą α su bangos sklidimo kryptimi *OA* (261 pav.), tai stebimos bangos dažnumas

$$\nu' = \frac{\nu}{1 \mp \frac{v \cdot \cos\alpha}{u}} = \frac{\nu\left(1 \pm \frac{v \cdot \cos\alpha}{u}\right)}{1 - \left(\frac{v \cdot \cos\alpha}{u}\right)^2}, \qquad (79{,}1)$$

o kai stebėtojas juda šaltinio atžvilgiu,

$$\nu' = \nu\left(1 \mp \frac{v \cdot \cos\alpha}{u}\right). \qquad (79{,}2)$$

Pirmuoju atveju kinta stebimas bangos dažnumas bei jos ilgis, o antruoju — jos dažnumas bei sklidimo greitis. Abi formulės skiriasi daugikliu $\frac{1}{1-\left(\frac{v\cdot\cos\alpha}{u}\right)^2}$, kuris skiriasi nuo vieneto antros eilės mažybiniu dydžiu. Šis dydis yra labai mažas. Net jeigu



261 pav.

paimtume $v = 3 \cdot 10^4$ m/s (apytikris Žemės skriejimo aplink Saulę greitis), tai ir tada $\frac{v}{u} = 10^{-4}$. Bet Doplerio efektas leistų nustatyti absoliutinį judėjimą, jei sakytume, kad šviesos reiškiniai sklinda kažkurioje nejudamoje aplinkoje (šviesos eteryje, § 81). Tačiau kiti šviesos sklidimo tyrimai (§ 80) bei reliatyvumo teorijos išvados (§ 82) nurodo, kad abiem atvejais ir antros eilės priartėjimu gaunama visai vienodus reiškinius, taigi, kad fizikoje absoliutinio judėjimo sąvoka yra be prasmės.

Jeigu bangų šaltinis juda atžvilgiu aplinkos, kurioje sklinda bangos, greičiu v_1, o stebėtojas — greičiu v_2, ir jie abu slenka ta pačia kryptimi, tai

$$\nu' = \nu \frac{1 + \frac{v_1}{u}}{1 + \frac{v_2}{u}}. \qquad (79{,}3)$$

Kai $v_1 = v_2$, tai $\nu' = \nu$. Šiuo atveju Doplerio efekto nepastebime. Bet kai $v_1 \neq v_2$, tai matome pakitusį dažnumą, ir jis priklauso tik nuo dydžių v_1 ir v_2, bet ne nuo jų skirtumo. Taigi šiuo atveju Doplerio efektas leidžia surasti ne tik šaltinio greitį stebėtojo atžvilgiu, bet ir šaltinio ir stebėtojo judėjimo greitį atžvilgiu aplinkos, kurioje sklinda bangos.

Doplerio efektą galima taipgi išaiškinti, priskiriant šviesai fotonų prigimtį. Tegu slenkantis greičiu v_1 masės M šviesos

šaltinis išspinduliuoja fotoną $h\nu$ savo slinkimo kryptimi. Išspinduliavęs fotoną, šaltinis netenka impulso $\frac{h\nu}{u}$, atitinkamai pasikeičia jo greitis į v_2, o jo kinetinė energija pasikeičia dydžiu

$$\Delta E = \frac{Mv_1^2}{2} - \frac{Mv_2^2}{2} = \frac{M}{2}(v_1+v_2)(v_1-v_2) =$$

$$= M(v_1-v_2)v, \qquad (79,4)$$

čia $v = \frac{v_1+v_2}{2}$ ir mažai tesiskiria nuo v_1 ir v_2. Šis energijos kiekis perduodamas arba atimamas iš išspinduliuoto fotono, priklausomai nuo šaltinio ir fotono sklidimo linkmių. Bet

$$Mv_1 - Mv_2 = \frac{h\nu'}{u}. \qquad (79,5)$$

Taigi energijos pakitimas

$$\Delta E = v\frac{h\nu'}{u}$$

ir išspinduliuota judančio šaltinio fotono energija

$$h\nu' = h\nu + \Delta E = h\nu + v\frac{h\nu'}{u},$$

iš čia

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1-\frac{v}{u}}.$$

Tenkinantis pirmuoju priartėjimu,

$$h\nu' = h\nu\left(1+\frac{v}{u}\right). \qquad (79,6)$$

Vadinasi,

$$\nu' - \nu = \Delta\nu = \nu\frac{v}{u}. \qquad (79,7)$$

Uždaviniai

1. Šviesos sklidimo greitį matuojant Fizo būdu, nuotolis tarp dantračio ir veidrodžio buvo $l=10$ km, dantratis turėjo $n=720$ dantelių. Šviesa išnykdavo sukant dantratį kampiniu

greičiu $\omega_1=326$, $\omega_2=457$, $\omega_3=588$ ir $\omega_4=719$ rad/s. Reikia surasti šviesos greitį.

2. Išskaičiuokite bangų grupinį greitį g, kai jų fazinis greitis u taip išreiškiamas:

$$\text{a) } u=\frac{k}{\lambda} \quad \text{ir} \quad \text{b) } u=\frac{k}{\sqrt{\lambda}},$$

čia k yra kai kuri konstanta.

3. Ar galima stebėti kanalinių spindulių Doplerio efektą spektroskopu, kurio prizmės iš sunkiojo (C-18) flintstiklo pagrindas 5 cm. Kanalinių spindulių greitis $v=5\cdot 10^5$ m/s?

Flintstiklo lūžimo rodiklių skirtumas $n_F-n_C=0{,}02743$.

$$\lambda_F=4861 \text{ Å} \quad \text{ir} \quad \lambda_C=6563 \text{ Å}.$$

Kokią reikia turėti difrakcinę gardelę, kad galima būtų stebėti tų spindulių Doplerio efektą?

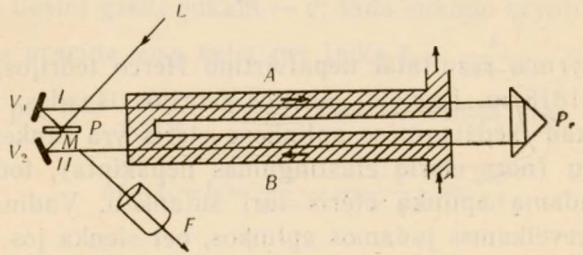
4. Suraskite vandenilio H_α ($\lambda=6563$ Å) spektro linijos plotį, jei vandenilio temperatūra yra 50°C. Spektro liniją išplečia tik Doplerio efektas.

XV SKYRIUS

ŠVIESOS SKLIDIMO GREITIS JUDAMOSE APLINKOSE

§ 80. HERCO TEORIJA. FIZO TYRIMAS

Aiškinant aplinkų judėjimo įtaką šviesos sklidimo greičiui, XIX a. buvo sukurtos dvi, viena kitai prieštaraujančios teorijos. Herco teorija tvirtino, kad šviesos eteris, kuriame vyksta šviesos reiškiniai, yra nešamas judamos aplinkos, todėl aplinkos judėjimas nedaro jokios įtakos šviesos sklidimo greičiui ir, apskritai, šviesos reiškiniams. Taigi Hercas buvo įsitikinęs, kad klasikinis Galilėjaus reliatyvumo principas (I dal. § 12) pritaikomas šviesos, taigi ir elektrodinaminiams reiškiniams. Taikydamas Galilėjaus transformacijos formules, jis sudarė invariantines elektrodinamikos lygtis, kurios, pereidamos iš vienos inercinės sistemos į kitą, nekinta. Tačiau šios teorijos išvados



262 pav.

prieštaravo kai kurių (šviesos aberacijos ir kt.) tyrimų duomenims. Norėdamas eksperimentiškai patikrinti šios teorijos teiginius, Fizo 1851 m. išmatavo šviesos greitį tekančiame vandenyje šiuo būdu. Šviesos šaltinio L spindulys, praeidamas pusskaidrią plokštelę P, pasiskirsto į dvi dalis (I ir II), kurios veidrodžių V_1 ir V_2 bei visiško atsispindėjimo prizmės Pr nukreipiamos į vamzdžio AB šakas (262 pav.). Vamzdžiu bėga vanduo. Spin-

dulys (I) sklinda vamzdyje pasroviui, o (II) — prieš srovę. Taške M abu spinduliai vėl sueina ir susideda. Pažymėkime vamzdžio šakų ilgį l, vandens tekėjimo greitį v ir šviesos sklidimo greitį vandenyje $u = \frac{c}{n}$; čia n yra vandens lūžimo rodiklis, c — šviesos sklidimo greitis vakuume (eteryje). Jei vanduo neša šviesos eterį, tai vandenyje abu spinduliai sklis vienodu greičiu, bet stebėtojo atžvilgiu (I) spindulys sklis $u+v$, o (II) $u-v$ greičiu. Todėl susidaręs abiejų spindulių eigos skirtumas, išreikštas bangos ilgiais,

$$\Delta = \left[\left(\frac{2l}{u-v}\right) - \left(\frac{2l}{u+v}\right)\right]\frac{c}{\lambda} = \\ = \frac{4l}{\lambda}\frac{cv}{u^2-v^2} = \frac{4ln^2}{\lambda c}v, \qquad (80,1)$$

jeigu atmesime antrojo laipsnio narius.

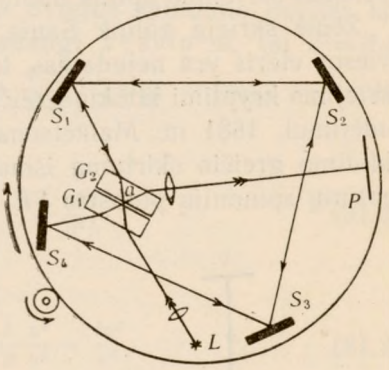
Fizo tikrai pastebėjo interferencinių juostų poslinkį, susidariusį dėl spindulių eigos skirtumo, tačiau šis poslinkis buvo apie 2 kartus mažesnis už lauktąjį. Šviesos eteris judamoje aplinkoje slenka žymiai lėčiau, kaip pati aplinka, taigi jis yra lyg ir aplinkos velkamas. Vilkimo koeficientas k yra taip išreiškiamas:

$$k = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \qquad (80,2)$$

Fizo tyrimo rezultatai nepatvirtino Herco teorijos, bet atitiko dar 1818 m. Frenelio iškeltos teorijos išvadas. Pastaroji tvirtino, kad medžiaginėse aplinkose eteris yra tankesnis kaip už jų ribų (nors eterio elastingumas nepakinta), todėl įeidamas į judamą aplinką eteris turi sutankėti. Vadinasi, nors eteris ir nevelkamas judamos aplinkos, bet slenka jos atžvilgiu mažesniu kaip aplinkos greičiu. Taigi reiškinys vyksta taip, tartum eteris būtų velkamas. Vėliau šį reiškinį aiškino Lorencas elektroninėje šviesos dispersijos teorijoje. Kada šviesa sklinda aplinkoje greičiu u, o aplinka juda greičiu v priešinga linkme, šviesos banga paliečia per laiko vienetą daugiau molekulių tuo atveju, kai aplinka juda. Aplinkos atskirų molekulių išspinduliuotų elementarių elektromagnetinių bangų poveikis sumažina fazinį bangos sklidimo greitį, taigi lyg padidėja aplinkos lūžimo rodiklis. Vadinasi, dėl aplinkos slinkimo lyg ir padidėja

jos tankis, nepakintant pačių molekulių ypatybėms, ir sumažėja šviesos fazinis greitis.

Be to, Lorencas parodė, kad ir medžiaginėje aplinkoje šviesos šaltinio, aplinkos bei stebėtojo bendras tolyginis slinkimas jokios įtakos optiniams reiškiniams pirmuoju priartėjimu nedaro. Praktiškai šviesa sklinda visada uždaru keliu nuo vienos stoties prie kitos ir atgal. Bet sukamasis judėjimas turi įtakos, nes viena kryptimi šviesos sklidimas visada sutampa su sistemos judėjimo kryptimi, o kita — sklinda priešinga judėjimui kryptimi. Tyrimo schema pavaizduota 263 pav. Šaltinio L spinduliuojamas šviesos spindulys krinta į pusskaidrias plokšteles G_1 ir G_2, kur taške a pasiskirsto į dvi dalis. Viena dalis nusklinda kelią $S_1S_2S_3S_4$, o kita — $S_4S_3S_2S_1$ ir tame pat taške susideda ir krinta į fotografinę plokštelę P, kur gaunama interferencijos juostų nuotrauka. Spindulio kelio (sukimosi kryptimi) atkarpos, nutolusios nuo centro nuotoliu r, ilgį pažymėkime l, jos tiesinį greitį sukant — v; tada sukimo kryptimi šviesos spindulys praeina visą kelią per laiką $t_1 = \frac{l}{u-v}$, o priešinga kryptimi per $t_2 = \frac{l}{u+v}$. Taigi laiko skirtumas yra



263 pav.

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{1}{u-v} - \frac{1}{u+v} \approx \frac{2lv}{u^2} \qquad (80,3)$$

Šis laiko skirtumas ir sukelia abiejų spindulių interferenciją.

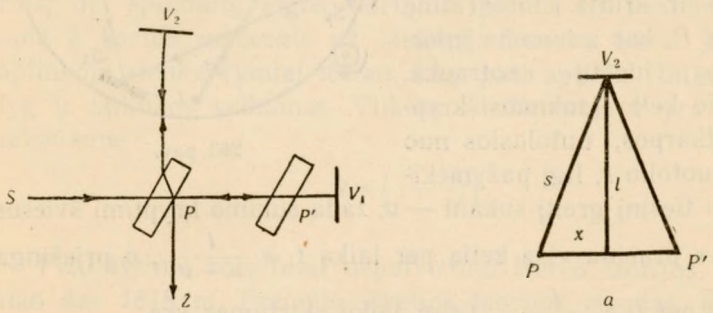
Tyrimai visai patvirtino šias išvadas.

§ 81. LORENCO TEORIJA. MAIKELSONO TYRIMAS

Lorenco teorija teigė, kad šviesos eteris yra absoliučiai ramus; aplinkoms (kūnams) slenkant kyla „eterio vėjas“. Taigi ši teorija tvirtino, kad elektrodinaminiams (ir optiniams) reiškiniams klasikinis Galilėjaus reliatyvumo principas netinka.

Susiejęs atskaitymo sistemą su eteriu, gautume absoliutinę atskaitymo sistemą. O visos kitos atskaitymo sistemos skirtųsi nuo absoliutinės. Vadinasi, galėtume nustatyti absoliutinį judėjimą. Kaip jau minėjome, pirmos eilės efektas nepastebimas, kai šaltinis, stebėtojas ir aplinka bendrai slenka tolygiai ir šviesa sklinda uždaru keliu. Norint susekti aplinkos judėjimo įtaką šviesos sklidimui, reikia matuoti antros eilės efektus, proporcingus $\left(\frac{v}{u}\right)^2$. Apskritai, v yra daug mažesnis už u, taigi, norint efektą susekti, reikia pasirinkti kiek galima didesnį v. Maikelsonas pasinaudojo Žemės skriejimu aplink Saulę.

Žemė skrieja aplink Saulę apytikriai 30 km/s greičiu. Jei šviesos eteris yra nejudamas, tai šviesa privalėtų sklisti Žemės skriejimo kryptimi kitokiu greičiu, kaip kryptimi, statmena šiam judėjimui. 1881 m. Maikelsonas ir Morlėjus bandė šį šviesos sklidimo greičio skirtumą išmatuoti interferometru. Monochromatinių spindulių pluoštas SP, krisdamas į pusskaidrią plokštelę P,



264 pav.

pasiskirsto į du (264 pav.): pirmasis, pasiekęs veidrodį V_2, atsispindi ir nusklinda keliu $V_2P\check{Z}$; antrasis, praėjęs plokštelę P', nusklinda iki veidrodžio V_1, nuo kurio atsispindi ir grįžta į P, o nuo jos atsispindėjęs, taipgi nusklinda į $\check{Z}$. Taške P abu spinduliai susideda ir interferuoja. Kai jų optinių kelių skirtumas yra lygus lyginiam pusbangių skaičiui, tai žiūrono $\check{Z}$ siūlų sankryžoje matysime šviesą, o kai jis bus lygus nelyginiam — tamsią juostą.

Sakykime, kad Žemė skrieja kryptimi PV_1 ir kad kryptis PV_1 yra statmena PV_2 ir $PV_1 = PV_2$. Kai šviesos sklidimo greitis yra u, o Žemės skriejimo greitis v, tai aparato atžvilgiu šviesa

iš P į V_1 sklinda greičiu $u-v$, o grįžta atgal greičiu $u+v$. Jei nuotolis $PV_1=l$, tai šviesa nusklinda iš P iki V_1 ir grįžta atgal per laiką

$$t_1=\frac{l}{u-v}+\frac{l}{u+v}=\frac{2ul}{u^2-v^2}\approx\frac{2l}{u}\left(1+\frac{v^2}{u^2}\right). \qquad (81,1)$$

Kol šviesa nusklinda iš P iki V_2 ir grįžta atgal į P, šis taškas, Žemei skriejant, paslenka į P' (264 pav., *a*). Taigi statmenai sklindąs spindulys eina lygiašonio trikampio kraštinėmis; to trikampio viršūnės kampas lygus dvigubam šviesos aberacijos kampui α. Pažymėkime $PP'=2x$. Šviesos spindulio nueitas kelias s yra lygus: $s^2=l^2+x^2$; kadangi $x:s=v:u$, tai $s^2=l^2+\frac{v^2}{u^2}s^2$ ir $s=\frac{l}{\sqrt{1-\frac{v^2}{u^2}}}\approx l\left(1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{u^2}\right)$. Taigi antrojo spindulio sklidimo laikas

$$t_2=\frac{2l}{u}\left(1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{u^2}\right). \qquad (81,2)$$

Vadinasi, laikų skirtumas

$$t_1-t_2=\frac{2l}{u}\frac{1}{2}\frac{v^2}{u^2}=\frac{lv^2}{u^3}. \qquad (81,3)$$

Per laiką t_1-t_2 šviesa nueina kelią $u(t_1-t_2)$, kuriame telpa bangų skaičius $\frac{u(t_1-t_2)}{\lambda}$; čia λ yra bangos ilgis. Taigi, Žemei skriejant, šviesa nueina kelius PV_1P ir PV_2P skirtingu laiku, lyg jie būtų skirtingo ilgio. Ir šis tariamasis jų ilgio skirtumas, išreikštas bangų skaičiumi,

$$\frac{u(t_1-t_2)}{\lambda}=\frac{lv^2}{u^2\lambda}. \qquad (81,4)$$

Keisdami šviesos nueitų kelių skirtumą, pvz., tolindami arba artindami vieną atspindžio veidrodį, matysime slenkant pro žiūrono siūlą interferencijos juostas. Šviesos kelių skirtumas turėtų pakitėti, pasukus visą interferometrą 90° taip, kad PV_1 linkmė pasidarytų statmena Žemės skriejimo krypčiai, o PV_2 — eitų skriejimo kryptimi. Šis pakitimas, išreikštas bangų skaičiumi, turėtų būti lygus

$$\frac{lv^2}{u^2\lambda}-\left(-\frac{lv^2}{u^2\lambda}\right)=\frac{2lv^2}{u^2\lambda}. \qquad (81,5)$$

Taigi, interferometrą pasukus 90°, tiek interferencijos juostų turėtų praslinkti pro žiūrono siūlus.

Kad interferometrą galima būtų lengvai sukioti, Maikelsonas padėjo jį ant plūdės, kuri plaukiojo gyvsidabryje. Nors prietaiso jautrumas buvo žymiai didesnis už laukiamąjį efektą, tačiau nebuvo pastebėta jokio interferencijos juostų slinkimo. Šis tyrimas vėliau buvo kartotas ir kitų tyrinėtojų, tačiau juostų slinkimo nepastebėjo. Vėlesnių tyrimų aparatūra buvo tiek jautri, kad jeigu Žemė skrietų tik 1 km/s greičiu, tai ir tuomet slinkimas turėtų būti matomas. Taigi Maikelsono tyrimai nepatvirtino Lorenco teorijos teiginių.

§ 82. SPECIALIOSIOS RELIATYVUMO TEORIJOS PAGRINDINIAI TEIGINIAI. LORENCO-EINŠTEINO TRANSFORMACIJOS FORMULĖS

Fizo ir Maikelsono eksperimentiniai šviesos sklidimo judamose aplinkose tyrimų duomenys prieštaravo ir Herco, ir Lorenco teorijų išvadoms. Teko ieškoti naujų būdų šiems duomenims aiškinti. Buvo iškelta keletas hipotezių. Fitcžeraldas ir Lorencas iškėlė vadinamąją *kontrakcijos hipotezę*, pagal kurią visi judantieji kūnai judėjimo linkme sutrumpėja santykiu $\sqrt{1-\frac{v^2}{u^2}}$; toks teiginys padėjo išaiškinti Maikelsono tyrimo rezultatus. Ritco paskelbtoji *balistinė hipotezė* tvirtino, kad judančių kūnų spinduliuojamos šviesos sklidimo greitis yra lygus išspinduliuotos nejudamo šaltinio šviesos sklidimo greičio ir pačio šaltinio judėjimo greičio geometrinei sumai, panašiai kaip iš greitai važiuojančios patrankos iššauto sviedinio greitis. Bet šios hipotezės išvados prieštaravo kitų (pvz., dvigubų žvaigždžių) eksperimentinių tyrimų duomenims. Ir tik Einšteinas, iškėlęs visai naujus teiginius, teoriškai išaiškino Fizo ir Maikelsono tyrimų rezultatus.

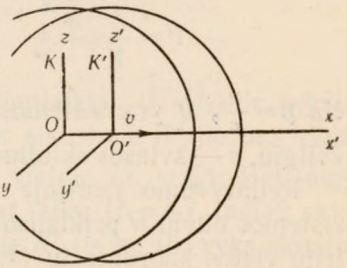
Einšteino 1905 m. paskelbtoji specialioji reliatyvumo teorija remiasi šiais pagrindiniais teiginiais.

1. *Galilėjaus įvestas mechanikoje reliatyvumo principas taikomas visiems fizikos reiškiniams, taigi jis tinka elektrodinaminiams, o tuo pačiu ir optiniams reiškiniams.*

2. *Šviesos greitis c vakuume yra ribos greitis. Jokia matėriali sistema (kūnas) negali judėti greičiau už šviesą vakuume.*

Klasikinėje (Niutono) mechanikoje, pereidami nuo vienos inercinės sistemos prie kitos, koordinates transformuojame, nau-

dodami Galilėjaus transformacijos formules. Tegu turime dvi inercines koordinačių sistemas K ir K'; pastaroji (K') juda pirmosios atžvilgiu tiesiaeigiai ir tolygiai ašies x linkme greičiu v. Taško P koordinatės abiejose inercinėse sistemose yra x, y, z ir x', y', z'. Pereinant nuo pirmosios koordinačių sistemos prie antrosios, taško P (nejudamo antrosios koordinačių sistemos atžvilgiu) koordinatės bus taip išreiškiamos: $x'=x-vt$; $y'=y$ ir $z'=z$ (I dal. § 12). Klasikinėje mechanikoje laikas nėra siejamas su bet kurios materialinės sistemos judėjimu, jos būviu; jis yra nuo nieko nepriklausantis pats sau (sui generis) kintąs dydis. Todėl jis visose sistemose yra toks pat ir netransformuojamas, taigi $t'=t$.



265 pav.

Galilėjaus transformacijos formulės nebetinka elektrodinaminiams, taigi ir optiniams reiškiniams. Taikydami jas tiems reiškiniams, nebegausime invariantinių lygčių, pereidami nuo vienos inercinės sistemos prie kitos. Pvz., tam tikru momentu abi inercinės sistemos visiškai sutampa, ir tuo akimirksniu taške O išspinduliuojama rutulinė banga (265 pav.). Praėjus laikui t, nusklidusios bangos paviršius pirmoje (nejudamoje) koordinačių sistemoje bus nusakyta tokios lygties:

$$x^2+y^2+z^2=c^2t^2. \qquad (82,1)$$

Kitoje (judančioje) koordinačių sistemoje, taikant Galilėjaus transformacijos formules, bangos paviršių nusakys ši lygtis:

$$(x'+vt')^2+y'^2+z'^2=c^2t'^2. \qquad (82,2)$$

Lygtys (82,1 ir 82,2) nėra invariantinės, nes pirmoji nusako rutulinį paviršių su centru taške $x=0$, $y=0$ ir $z=0$, o antroji — rutulinį paviršių su centru $x'=-vt'$, $y'=0$ ir $z'=0$. Tačiau tai prieštarauja reliatyvumo principui, nes, koordinates transformuojant, lygtis turi nepakitėti, vadinasi, turi virsti tokia:

$$x'^2+y'^2+z'^2=c^2t'^2. \qquad (82,3)$$

Elektromagnetinius ir optinius reiškinius nusakančių lygčių invariantiškumui išlaikyti Lorencas ir vėliau Einšteinas pakeitė Galilėjaus transformacijos formules tokiomis:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-\beta^2}},$$
$$y' = y, \qquad y = y',$$
arba (82,4)
$$z' = z \qquad z = z',$$
$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

čia $\beta = \frac{v}{c}$, v yra sistemos K' slinkimo greitis sistemos K atžvilgiu, c — šviesos sklidimo greitis vakuume.

Reliatyvumo teorijoje laikas (t) siejamas su materialinės sistemos būviu ir priklauso nuo jos būvio; jis yra ketvirtoji šalia trijų vietos koordinačių (x, y, z) koordinatė, apibūdinanti kartu su trimis vietos koordinatėmis bet kurios materialinės sistemos būvį. Todėl, pereinant iš vienos inercinės sistemos į kitą, laikas taipgi yra transformuojamas. Naudojant Lorenco-Einšteino transformacijos formules, rutulinės bangos lygtis (82,1) transformuojant virsta lygtimi (82,3), vadinasi, pasilieka invariantinė.

Kai $v \ll c$, tai $\beta^2 \ll 1$, ir jį galime atmesti. Tada Lorenco-Einšteino transformacijos lygtys virsta Galilėjaus transformacijos lygtimis. Atseit, pastarąsias galime taikyti tik tada, kai kūnų judėjimo greičiai yra maži, palyginus su šviesos greičiu vakuume. Elementarios dalelės (pozitronai, elektronai, neutronai ir kt.) juda greičiu, artimu šviesos greičiui, todėl mikropasaulyje reikia taikyti reliatyvumo teorijos transformacijos formules.

Pagaliau transformacijos formulės (82,4) yra prasmingos tik tada, kai $\beta < 1$, taigi, kai $v < c$. Vadinasi, *šviesos sklidimo greitis vakuume yra ribos greitis.*

§ 83. KAI KURIOS SPECIALIOSIOS RELIATYVUMO TEORIJOS IŠVADOS

Reliatyvumo teorija iš esmės pakeitė kai kurias klasikinės fizikos sąvokas, pvz., laiko sąvoką, o kitas griežčiau apibūdino, jas susiaurindama bei pagilindama.

1. *Vienlaikumas.* Klasikinėje fizikoje vienlaikiais reiškiniais, paprastai, laikome tokius, kurie prasideda ir pasibaigia tuo pat laiku. Tegu nejudamoje koordinačių sistemoje K laiku t_1 ir t_2 įvyksta du reiškiniai atitinkamai x_1 ir x_2 vietose. Sistemoje K' tų reiškinių laikai bus atitinkamai t_1', t_2', o jų vieta — x_1' ir x_2'. Pritaikę transformacijos formules (82,4), gauname:

$$x_1' = \frac{x_1 - vt_1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad x_2' = \frac{x_2 - vt_2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{83,1}$$

$$t_1' = \frac{t_1 - \frac{v}{c^2}x_1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad t_2' = \frac{t_2 - \frac{v}{c^2}x_2}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Tegu šie įvykiai sistemoje K yra vienlaikiai ($t_1 = t_2$) ir vyksta toje pačioje vietoje ($x_1 = x_2$). Tada ir sistemoje K' jie bus vienlaikiai ($t_1' = t_2'$) ir vyks toje pačioje vietoje ($x_1' = x_2'$). Bet jeigu tie įvykiai vyksta K sistemoje tuo pat laiku ($t_1 = t_2$), tačiau skirtingose vietose ($x_1 \neq x_2$), tai sistemoje K' jie ne tik vyks skirtingose vietose ($x_1' \neq x_2'$), bet ir skirtingu laiku ($t_1' \neq t_2'$), atseit, bus nevienlaikiai.

2. *Reiškinio trukmė.* Tegu išmatuota koordinačių sistemoje K kai kurio reiškinio trukmė yra $t = t_2 - t_1$; čia t_1 ir t_2 yra šio reiškinio pradžios ir pabaigos laikas. Sistemoje K' to reiškinio trukmė bus lygi $t' = t_2' - t_1'$. Transformuodami koordinates, gausime:

$$t' = t_2' - t_1' = \frac{(t_2 - t_1) - \frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1-\beta^2}} =$$

$$= \frac{t - \frac{v}{c^2}vt}{\sqrt{1-\beta^2}} = t\sqrt{1-\beta^2},$$

arba

$$t = \frac{t'}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{83,2}$$

Iš lygties (83,2) išeina, kad judančioje sistemoje procesai vyksta lėčiau, kaip nejudančioje sistemoje. Ši išvada eksperimentiškai patvirtinta, tiriant elementarių dalelių (mezonų) gyvavimo trukmę.

3. *Mastelio ilgis.* Panašiai surandame ir mastelio ilgį koordinačių sistemoje K ir K'. Pažymėkime sistemoje K mastelio ilgį l, o sistemoje K' — l'. Tada

$$l = l' \sqrt{1-\beta^2}, \tag{83,3}$$

Taigi sistemoje K, kurios atžvilgiu mastelis juda, jo ilgis yra mažesnis kaip sistemoje K', kurios atžvilgiu jis nejuda. Šią išvadą patvirtino Maikelsono tyrimo duomenys.

4. *Greičių sudėtis.* Tegu bet kuris kūnas iš taško A slenka į tašką B. Stebėtojas koordinačių sistemoje K suranda, kad šis kūnas nueina kelią $AB = x_B - x_A$ per laiką $t_B - t_A$, o stebėtojas sistemoje K' — kad šį kelią $AB = x'_B - x'_A$ jis nueina per $t'_A - t'_B$. Vadinasi, išmatuotas sistemoje K greitis

$$u = \frac{x_B - x_A}{t_B - t_A},$$

o išmatuotas sistemoje K'

$$u' = \frac{x'_B - x'_A}{t'_B - t'_A}.$$

Transformavę koordinates, gausime:

$$u = \frac{(x'_B - x'_A) + v(t'_B - t'_A)}{(t'_B - t'_A) + \dfrac{v(x'_B - x'_A)}{c^2}}.$$

Skaitiklį ir vardiklį dalijame iš $(t'_B - t'_A)$ tada

$$u = \frac{u' - v}{1 + \dfrac{u'v}{c^2}}. \tag{83,4}$$

Pastaroji lygtis rodo, kaip sudedami greičiai reliatyvumo teorijoje. Tegu iš taško A į tašką B sklinda šviesos spindulys, taigi $u' = c$. Įstatę į (83,4), gausime $u = c$. Vadinasi, koordinačių sistemoje K šviesos sklidimo greitis taip pat lygus c. Sudėję (arba atėmę) bet kurį greitį su šviesos greičiu c, gauname šviesos greitį. Šviesos sklidimo vakuumo greitis yra ribos greitis, didesnio už jį greičio negali būti.

5. *Masė ir energija.* Iš kitų reliatyvumo teorijos išvadų reikia pažymėti šias. Reliatyvumo teorijoje kūno masė nėra pastovus dydis, bet priklauso nuo kūno judėjimo greičio. Jei kūno, kai jis ramus, masė yra m_0, tai kai jis juda greičiu v, jo masė

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (83,5)$$

Atseit, kuo greičiau kūnas juda, tuo jo masė yra didesnė. Judančio greičiu v kūno kinetinė energija E_k taip išreiškiama:

$$E_k = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right). \qquad (83,6)$$

Kai kūno judėjimo greitis v yra mažas palyginti su šviesos greičiu c, taigi, kai $v \ll c$, tada

$$E_k = = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right) \approx \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{v^2}{2c^2} = \frac{1}{2}mv^2. \qquad (83,7)$$

Lygtį (83,6) galime taip išreikšti:

$$E_k = c^2(m-m_0)$$

arba

$$m - m_0 = \frac{E_k}{c^2}$$

ir apskritai

$$E = mc^2. \qquad (83,8)$$

Tokį atotikį tarp masės ir energijos nustatė reliatyvumo teorija. Kūno greičiui didėjant, didėja jo kinetinė energija, taigi didėja ir jo masė. Tačiau, kol kūno greitis yra nedidelis, jo masė padidėja nežymiai, ir masę galime laikyti pastovia. Bet kai greitis priartėja prie šviesos greičio (o tai dažnai pasitaiko atominiuose reiškiniuose), masė jau tiek padidėja, kad jos nebegalima laikyti pastovia.

Jau minėjome, kad judant kūnams mažais greičiais v palyginus su šviesos greičiu vakuume c, taigi kai $v \ll c$, Lorenco-Einšteino transformacijos formulės (82,4) pavirsta apytikriai Galilėjaus transformacijos formulėmis. Atseit, klasikinė Niutono mechanika yra mažų greičių mechanika ir sudaro daug bendresnės reliatyvumo mechanikos kraštinį atveją. Spręsdami visus

makrofizikos klausimus, taikome visada klasikinės (Niutono) mechanikos dėsningumus, čia turimi greičiai, kaip jie dideli bebūtų, pvz., reaktyvinių lėktuvų, kosminių laivų, o taipgi molekulių šiluminio judėjimo greičiai, yra labai maži palyginus su šviesos greičiu vakuume. Ir tik mikropasaulyje, atseit elementarių dalelių fizikoje susiduriame su dalelių greičiais, labai artimais šviesos greičiui. Sprendžiant atomo bei atomo branduolio fizikos klausimus jau turime taikyti reliatyvumo mechanikos dėsningumus.

XVI SKYRIUS

ŠILUMINIS SPINDULIAVIMAS. JO PAGRINDINIAI DĖSNIAI

§ 84. SPINDULIAVIMO SUŽADINIMO BŪDAI

Kūnų spinduliavimą galime sukelti įvairiais būdais. Pašildyti kūnai pradeda spinduliuoti. Pvz., kaitinamas geležies strypelis iš pradžių pilkėja, keliant jo temperatūrą, jis rausta, vėliau pasidaro raudonas, dar vėliau švyti gelsva spalva, kuri dar aukštesnėje temperatūroje virsta akinančiai balta, įgydama violetinį atspalvį; labai aukštoje temperatūroje stripelio spalvingumas pradeda nykti, jis ima spinduliuoti daugiausia mūsų neregimus ultravioletinius spindulius. Spinduliavimą, sukeltą šildant kūnus, vadiname *šiluminiu*, arba *temperatūriniu* spinduliavimu, kitaip dar — *termoliuminescencija.*

Kartais elektros srovės reiškinius lydi spinduliavimas, pvz., bėgant jai pro praretintas dujas (Geislerio vamzdelius), dujos šviečia. Tylųjį bei kibirkštinį kūnų išsielektrinimą taipgi lydi švitėjimas. Šį spinduliavimą vadiname *elektroliuminescencija.*

Katodiniai spinduliai, paveikę kai kuriuos mineralus, stiklą ir kt., sukelia jų spinduliavimą, kuris vadinamas *katodiniu spinduliavimu.* Elektronai, lėkdami aplinkoje greičiau, negu toje aplinkoje sklinda šviesa, sukelia vadinamąjį *Čerenkovo spinduliavimą.*

Kai kurias chemines reakcijas lydi spinduliavimas, kurį vadiname *chemiliuminescencija.* Kartais švyti deformuojami kūnai. Čia turėsime *triboliuminescenciją.*

Kai kurie nušviesti kūnai švyti; šiuo būdu sukeltą spinduliavimą vadiname *fotoliuminescencija* (§ 73).

Kokiu būdu spinduliavimą besukeltume, jo prigimtis yra tokia pat: kūnai spinduliuoja tam tikrų ilgių elektromagnetines bangas, arba tam tikros energijos fotonus. Taičau spinduliavimo sąveikos su spinduliuojančia aplinka pobūdis priklauso nuo

spinduliavimo sužadinimo būdų. Kad išaiškintume tos sąveikos pobūdį, padarykime tokį tyrimą. Į indą, išklotą viduje veidrodžiu, įdėkime kokį nors spinduliuotoją. Jo sukeltas spinduliavimas, atsispindėjęs nuo sienelių, kris į patį spinduliuotoją ir iš dalies arba visas bus absorbuotas. Absorbuotoji energija jau spinduliuojančiame kūne pavirs šilumine energija. Įsivaizduokime, kad spinduliavimas sukeliamas, vykstant cheminei reakcijai. Šiuo atveju cheminė energija virsta iš dalies arba visa spinduliavimo energija, kuri, absorbuota reagentų, pavirsta šilumine, bet ne chemine. Spinduliavimas truks tol, kol vyks cheminė reakcija; medžiagoms sureagavus, nutruks ir spinduliavimas. Tokio pat pobūdžio yra ir fotoliuminescencija, elektroliuminescencija ir kt. Kad palaikytume spinduliavimą, turime spinduliuotojui visą laiką teikti atitinkančios spinduliuotojo rūšį formos energiją (cheminę, elektros, spinduliavimo ir kt.), nes kitaip, išsekus tos formos energijai, spinduliavimas nutruks. Tokio pobūdžio spinduliavimas, sakome, neturi pusiausvyros su aplinka.

Visai kitokio pobūdžio yra šiluminis spinduliavimas. Įdėtas į indą šiluminis spinduliuotojas, išspinduliuoja šiluminę energiją ir tuo pačiu metu absorbuoja kritusią į jį spinduliavimo energiją, kuri virsta vėl šilumine; taigi spinduliuotojo energija visą laiką pasipildo. Po kurio laiko nusistovės pusiausvyra tarp spinduliavimo ir spinduliuotojo; per tam tikrą laiką jis išspinduliuos tiek energijos, kiek ir absorbuos jos; ir šiluminis spinduliavimas tada nekitėdamas vyks visą laiką. Sakome, kad tada yra spinduliavimo ir aplinkos pusiausvyra. Tokį spinduliavimą vadiname *pusiausvyriniu spinduliavimu.* Taigi tik šiluminis spinduliavimas yra pusiausvyrinis, o visi kiti — nepusiausvyriniai.

Susipažinkime plačiau su pusiausvyrinio spinduliavimo dėsningumais.

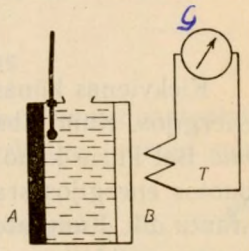
§ 85. KŪNŲ EMISIJOS IR ABSORBCIJOS PAJĖGUMAS. ABSOLIUČIAI JUODI KŪNAI

Kaitinkime krosnyje geležies ir kvarco lazdeles. Geležis yra neskaidri šviesai, o kvarcas skaidrus. Aukštoje temperatūroje abi lazdelės pradeda spinduliuoti regimąją šviesą, ir geležies lazdelė šviečia skaidriau už kvarco. Arba pakaitinkime farforinę plokštelę su paveikslu paviršiuje, tada pastebėsime, kad aukštoje temperatūroje tamsios paveikslo vietos žymiai ryškiau švie-

čia už baltąsias. Taigi tarp kūnų skaidrumo (arba absorbcijos) ir jo spinduliavimo yra tam tikras ryšys. Pirmasis nustatė kokybiškai šį ryšį Prėvo, išreikšdamas jį tokia taisykle:

jei kuris kūnas žemesnėje temperatūroje stipriau absorbuoja spinduliavimo energiją, tai aukštesnėje temperatūroje jis stipriau ir spinduliuoja.

Šią Prėvo taisyklę galima patikrinti tokiu būdu. Stačiakampio indelio sienelė *A* iš oro padengiama suodžiais, o prieš ją esanti *B* nublizginama (266 pav.). Pirmoji sienelė absorbuoja beveik visą kritusį į ją spinduliavimą, o kita, priešingai, beveik visą jį atspindi. Prieš indelį kažkuriam nuotolyje pastatoma termobaterija *T*, sujungta su jautriu galvanometru. Į indelį įpilama karšto vandens. Atsukus į termobateriją indelio juodą sienelę, galvanometras nukrypsta žymiai daugiau, kaip atsukus veidrodinę sienelę, taigi pirmoji sienelė spinduliuoja stipriau.



266 pav.

Patirtis rodo, kad vienodos temperatūros kūnai vieni spinduliuoja stipriau, o kiti silpniau. Be to, keliant spinduliuojančių kūnų temperatūrą, jų spinduliavimas stiprėja. Kūnai spinduliuoja energiją įvairių ilgių elektromagnetinėmis bangomis, bet tam tikroje temperatūroje energijos gausumu vyrauja kai kurio ilgio bangos; to ilgio bangomis išspinduliuojama daugiausia energijos. Kaitinamo geležies strypelio spalvos kitimas parodo, kad, temperatūrai kylant, didžiausios energijos bangos trumpėja ir labai aukštoje temperatūroje paslenka į trumpųjų violetinių bei ultravioletinių bangų sritį; geležies stripelis pasidaro melsvai violetinis.

Kiekybiškai kūnų spinduliavimą apibūdiname šiais dviem dydžiais: spinduliuojančio kūno *emisijos*, arba *spinduliavimo, pajėgumu* ir jo *absorbcijos pajėgumu.* Kūno *emisijos pajėgumą* nusako jo paviršiaus vieneto išspinduliuotas visomis kryptimis per laiko vienetą energijos srautas *E*. Jis priklauso nuo spinduliuojančio kūno absoliutinės temperatūros *T* ir spinduliuojamos bangos dažnumo ν arba jos ilgio λ. Todėl kūno emisijos pajėgumą nusakome, pažymėdami jo temperatūrą ir bangos dažnumą $E_{\nu,T}$ arba bangos ilgį $E_{\lambda,T}$. Taip nusakytas kūno emisijos pajėgumas apibūdina praktiškai ne jo pajėgumą spinduliuoti

energiją tam tikro griežtai nusakyto dažnumo banga, bet dažnumų tarpo tarp ν ir $\nu+d\nu$. Kuo tas tarpas bus siauresnis, tuo griežčiau bus nusakytas ir $E_{\nu,T}$. Šitame dažnumų arba jį atitinkančiame bangų ilgių $\lambda+d\lambda$ tarpe kūnas išspinduliuoja energijos srautą

$$d\Phi = E_{\nu,T} \cdot d\nu \quad \text{arba} \quad d\Phi = E_{\lambda,T} \cdot d\lambda. \tag{85,1}$$

Išspinduliuota kūno paviršiaus vieneto per laiko vienetą visa energija, esant spinduliuojamo kūno temperatūrai T, yra

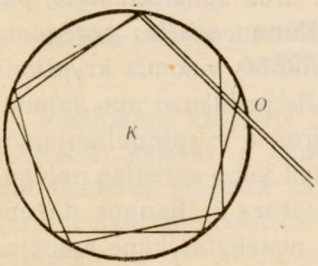
$$E_T = \int d\Phi = \int_0^\infty E_{\lambda,T} \cdot d\lambda. \tag{85,2}$$

Kiekvienas kūnas absorbuoja visą arba tik dalį kritusios į jį energijos. Kūnų absorbciją apibūdiname jo *absorbcijos pajėgumu*. Bet kurio kūno absorbcijos pajėgumą išreiškiame jo absorbuotos energijos srauto $d\Phi'$ santykiu su kritusios į jį energijos srautu $d\Phi$. Kūnų absorbcijos pajėgumas, kaip ir jo emisijos pajėgumas, priklauso nuo jo temperatūros T ir absorbuojamo spinduliavimo dažnumo ν arba bangos ilgio λ. Todėl absorbcijos pajėgumą pažymime $A_{\nu,T}$, tada

$$A_{\nu,T} = \frac{d\Phi'}{d\Phi}. \tag{85,3}$$

Vieni kūnai spinduliavimo energiją absorbuoja stipriau, kiti silpniau. Kūną, kuris absorbuoja visą į jį kritusią spinduliavimo energiją, vadiname *absoliučiai juodu kūnu*. Tokio kūno absorbcijos pajėgumas $A_{\nu,T} = 1$. Idealių absoliučiai juodų kūnų gamtoje neturime. Gerai išsuodinti kūnai, tankaus plauko juodas pluoštas yra tik panašūs į absoliučiai juodą kūną.

Absoliučiai juodi kūnai yra labai svarbūs spinduliavimo ypatybių tyrimui, nes spinduliavimo teorijos išvestieji šiluminio spinduliavimo dėsningumai griežtai tinka jų spinduliavimui. Absoliučiai juodų kūnų spinduliavimą vadiname *juoduoju spinduliavimu*. Todėl, eksperimentiškai tiriant spinduliavimo dėsnius, reikia pasigaminti spinduliuotoją (krosnį), kuris savo ypatybėmis ma-



267 pav.

žai tesiskirtų nuo absoliučiai juodo kūno. Absoliučiai juodu kūnu galime laikyti krosnelę K — termiškai izoliuotą nuo aplinkos indą su labai maža angele O (267 pav.). Tegu to indo vidinės sienelės yra veidrodinės ir atspindi spinduliavimą, visai jo nebeabsorbuodamos. Įspindęs pro angelę į tokią krosnelę spinduliavimas nebeišeis iš jo, taigi bus visiškai absorbuotas. Tikimybė, kad jis vėl išeis iš krosnies, bus tuo mažesnė, kuo krosnelės angos plotas bus mažesnis palyginti su visos krosnelės paviršiaus plotu. Šiuo principu gaminamos juodojo spinduliavimo dėsningumams tirti krosnys. Gerai termiškai izoliuotos, tokios krosnys spinduliuoja juodąjį spinduliavimą.

§ 86. KIRCHHOFO DĖSNIS

Kirchhofas, remdamasis eksperimentinio tyrimo duomenimis bei termodinamikos dėsniais, paskelbė pagrindinį juodojo spinduliavimo dėsnį, kuris taip nusakomas:

bet kurio kūno emisijos ir absorbcijos pajėgumų $E_{\nu,T}$ *ir* $A_{\nu,T}$ *santykis nepriklauso nuo kūno prigimties, o priklauso tik nuo spinduliavimo dažnumo ir spinduliuojančio kūno temperatūros,* taigi $\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}$ yra universalinė dažnumo ν (arba bangos ilgio λ) ir temperatūros T funkcija. Pažymėkime absoliučiai juodo kūno emisijos pajėgumą $e_{\nu,T}$, o jo absorbcijos pajėgumą $a_{\nu,T}$. Tada Kirchhofo dėsnį galėsime ir taip išreikšti:

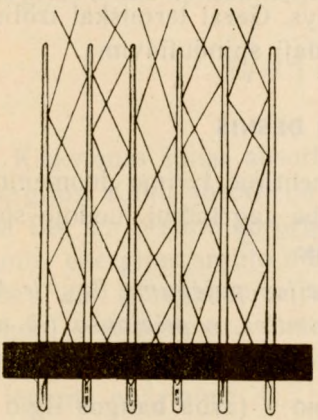
$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \frac{e_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = e_{\nu,T} = f(\nu, T), \qquad (86,1)$$

nes absoliučiai juodo kūno absorbcijos pajėgumas $a_{\nu,T} = 1$. Taigi universalinė funkcija $f(\nu, T)$ savo skaitine reikšme lygi absoliučiai juodo kūno emisijos pajėgumui $e_{\nu,T}$.

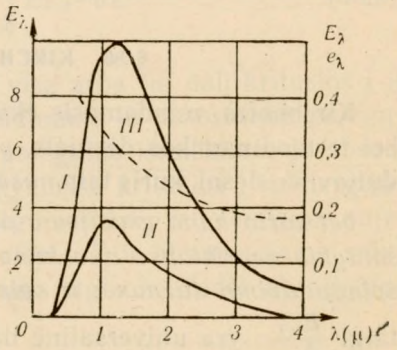
Kirchhofo dėsnis yra bendro pobūdžio ir tinka visoms sistemoms. Jeigu sistema žemesnėje temperatūroje stipriai absorbuoja spinduliavimą, tai aukštesnėje ji stipriai spinduliuoja, nepriklausomai nuo absorbcijos būdo. Pvz., sistema, sudaryta iš nublizgintų adatėlių šepetėlio (268 pav.), stipriai absorbuoja spinduliavimą, nes kritę į šepetėlį spinduliai labai daug kartų atsispindi nuo adatėlių, kol vėl išeina. Nors atskiros nublizgintos adatėlės silpnai absorbuoja, tačiau labai daug kartų atsispin-

dėjęs spindulys smarkiai susilpnėja. Bandymas rodo, kad tokia sistema aukštesnėje temperatūroje stipriai spinduliuoja.

Nejuodų kūnų absorbcijos pajėgumas $A_{\nu,T} < 1$; todėl ir jų emisijos pajėgumas yra visada mažesnis už absoliučiai juodo kūno emisijos pajėgumą $e_{\nu,T}$. Didžiausiu emisijos pajėgumu pasižymi absoliučiai juodi kūnai. Nejuodų kūnų emisijos pajėgumas $E_{\nu,T}$ dažnai yra selektyvus, ir jo priklausomybė nuo dažnumo gali būti kitokia negu absoliučiai juodo kūno, nes jų absorbcijos



268 pav.



269 pav.

pajėgumas pasižymi selektyvumu. 269 pav. kreivės pavaizduoja absoliučiai juodo kūno (kreivė I) ir volframo (kreivė II) emisijos pajėgumo e_λ ir E_λ priklausomybę nuo bangos ilgio 2450°K temperatūroje. Pajėgumų santykis $\frac{E_{\lambda,T}}{e_{\lambda,T}}$ didėja, bangai trumpėjant (kreivė III). Taigi volframas pasižymi selektyvia emisija, todėl jis labai gerai tinka elektrinėms kaitinimo lemputėms.

§ 87. STEFANO-BOLCMANO DĖSNIS

Stefanas tyrė spinduliuojančių kūnų spinduliavimo stiprumo priklausomybę nuo temperatūros ir, remdamasis savo ir kitų tyrinėtojų duomenimis, 1879 m. padarė išvadą, kad spinduliuojančio kūno 1 cm² paviršiaus per 1 s išspinduliuotas energijos kiekis yra proporcingas kūno absoliutinės temperatūros T ketvirtajam laipsniui. Bolcmanas, teoriškai nagrinėdamas šią priklausomybę, parodė, kad ne bet kurio, o tik absoliučiai juodo

kūno visomis bangomis spinduliuojamoji energija yra proporcinga T^4. Pastaroji Bolcmano išvada buvo patvirtinta ir eksperimentinio tyrimo duomenų, kai buvo pagamintas absoliučiai juodas kūnas ir ištirta jo spinduliuojamos energijos priklausomybė nuo temperatūros. Pažymėję proporcingumo koeficientą σ, spinduliuojamą absoliučiai juodo kūno 1 cm^2 per 1 s visą energiją E_T galėsime taip išreikšti:

$$E_T = \int_0^\infty E_{\nu,T} \cdot d\nu = \sigma T^4. \qquad (87,1)$$

Pastarojo laiko duomenimis, $\sigma = 5{,}672 \cdot 10^{-12} \frac{W}{cm^2\,laip^4}$, o *SI* sistemoje $= 5{,}672 \cdot 10^{-8}\ W\,m^{-2}\,deg^{-4}$.

Nejuodų kūnų spinduliavimui šis dėsnis netinka. Pastarųjų spinduliuojamąją energiją buvo bandyta išreikšti tokia bendra formule: $E_T = \int_0^\infty E_{\nu,T} \cdot d\nu = BT^n$, tačiau pasirodė, kad, temperatūrai kintant, reikia keisti ir B, ir n.

Taikydami Stefano-Bolcmano dėsnį, galėsime surasti absoliučiai juodo kūno temperatūrą, išmatavę visą jo spinduliuojamąją energiją E_T. Šis temperatūrų matavimo būdas naudojamas optinėje pirometrijoje. Tačiau praktikoje, paprastai, susiduriame su nejuodais kūnais. Taikydami jiems Stefano-Bolcmano dėsnį, surasime ne tikrąją, bet vadinamąją *radiacinę* spinduliuojančio kūno *temperatūrą* T_r. Radiacinė temperatūra yra tokio absoliučiai juodo kūno temperatūra, kurioje jis spinduliuoja tokią pat energiją, kaip ir tiriamasis kūnas. Iš radiacinės temperatūros galime surasti ir tiriamojo kūno tikrąją temperatūrą, jei žinosime jo ir absoliučiai juodo kūno emisijos pajėgumų santykį $\frac{E_T}{e_T}$ toje pačioje temperatūroje. Šis santykis yra mažesnis už vienetą ir, kylant temperatūrai, didėja. Tikroji kūno temperatūra T taip išreiškiama:

$$T = T_r \left(\frac{E_T}{e_T}\right)^{-\frac{1}{4}}. \qquad (87,2)$$

Visa kūno spinduliuojamoji energija matuojama termoelementu (bei termobaterija) arba bolometru. Pastarąjį sudaro gerai išsuodinta platinos vielelė, stipriai absorbuojanti krintančią į ją

spinduliavimo energiją. Bolometras, paprastai, jungiamas į Vitstono tiltelio vieną šaką, ir iš jo varžos pakitimo surandamas absorbuotos energijos kiekis.

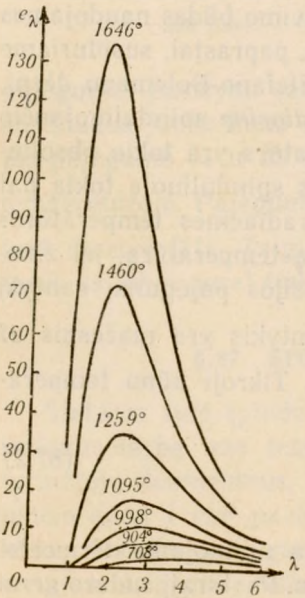
§ 88. VINO POSLINKIO DĖSNIS

Toliau tirdami juodojo spinduliavimo dėsningumus, Michelsonas (1887 m.) ir Vinas (1893 m.) bandė teoriškai nustatyti funkcijos $e=f(\nu, T)$ pobūdį. Taikydamas termodinamikos teiginius spinduliavimui, Vinas išreiškė $e_{\nu, T}$ taip:

$$e_{\nu, T}=c\nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad \text{arba} \quad e_{\lambda, T}=\frac{c^5}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{T\lambda}\right); \qquad (88,1)$$

čia c yra šviesos sklidimo greitis. Taigi absoliučiai juodo kūno emisijos pajėgumas kažkokiu būdu priklauso nuo santykio $\frac{\nu}{T}$ arba $\frac{c}{\lambda T}$.

Eksperimentiniai juodojo spinduliavimo energijos spektrinio pasiskirstymo tyrimai patvirtino Vino numatytą emisijos pajėgumo e_λ priklausomybę nuo temperatūros ir iškėlė naują dėsningumą. Energijos pasiskirstymo juodojo spinduliavimo spektre kreivėse (270 pav.) yra iškyla. Vadinasi, tam tikro dažnumo arba ilgio banga yra spinduliuojama daugiausia energijos. Ši iškyla griežtėja, kylant spinduliuojančio kūno temperatūrai, ir slenka į trumpesnių bangų pusę. Vinas nustatė, kad iškylos padėtį bangų dažnumų arba jų ilgių skalėje nusako tokia sąlyga: *spinduliuojančio kūno absoliutinės temperatūros T ir bangos, kuria spinduliuojama daugiausia energijos, ilgio $\lambda_{didž.}$ sandauga yra pastovus dydis,*



270 pav.

taigi

$$T\lambda_{didž.}=const.=b, \qquad (88.2)$$

čia b yra universali konstanta, nepriklausanti nuo temperatūros. Pastaroji

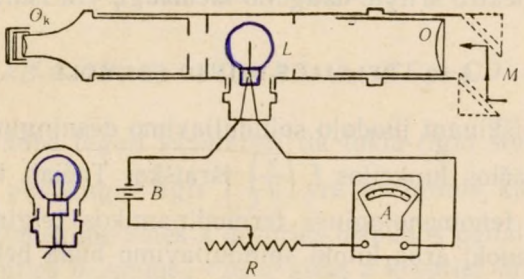
lygtis išreiškia Vino poslinkio dėsnį. Iš gausių energijos pasiskirstymo juodojo spinduliavimo spektre tyrimų yra nustatyta konstantos b reikšmė: $b=0{,}2897$ cm laip$=2{,}897 \cdot 10^7$ Å laip, o *SI* sistemoje $b=2{,}897 \cdot 10^{-3}$ m deg.

Žinodami b ir išmatavę bangos ilgį $\lambda_{didž.}$, galėsime surasti absoliučiai juodo kūno temperatūrą T. Iš energijos pasiskirstymo Saulės spinduliavimo spektre tyrimų nustatyta, kad $\lambda_{didž.} = 4700$ Å; jeigu Saulę laikysime absoliučiai juodu kūnu, tai jos paviršiaus temperatūra apytikriai bus lygi $T=6150°$K.

Lygtis (88,2) griežtai tinka tik absoliučiai juodo kūno spinduliavimui. Tačiau kartais ją taiko surasti ir vadinamųjų pilkųjų kūnų temperatūrai.

Pastarųjų energijos pasiskirstymas spinduliavimo spektre yra artimas absoliučiai juodo kūno energijos pasiskirstymui. Bet taip surandama ne tikroji, *o spalvinė kūno temperatūra* T_s. Norėdami nustatyti tikrąją pilkojo kūno temperatūrą T, turime žinoti jo ir absoliučiai juodo kūno emisijos pajėgumų santykį bent dviem bangom (paprastai, imama $\lambda=6600$ Å ir $\lambda=4700$ Å) ir palyginimo būdu sutapatinti matuojamojo kūno spalvą su absoliučiai juodo kūno spalva šiose spektro srityse.

Tačiau optinėje pirometrijoje kūnų temperatūra nustatoma, palyginant matuojamojo kūno ir absoliučiai juodo kūno spinduliavimo stiprumą toje pačioje spektro srityje $\Delta\lambda$. Palyginti



271 pav.

naudojamas *nykstančio siūlo pirometras*. Specialiame žiūrone patalpinama elektrinė lemputė L su puslankiu išlenktu kaitinamuoju siūleliu (271 pav.). Žiūronu galima stebėti kaitinamąjį lemputės siūlelį ir matuojamojo kūno paviršių, naudojant prieš žiūrono objektyvą O veidrodžių sistemą M. Už okuliaro Ok pastatyti raudoni filtrai praleidžia beveik monochromatinę raudoną

šviesą $\lambda=6600$ Å. Elektros lemputę maitina baterija B; kaitinamosios srovės stiprumas keičiamas reostatu R ir matuojamas ampermetru A. Pastarojo skalė graduojama temperatūros laipsniais, lyginant lemputės siūlo spinduliavimo spalvą su absoliučiai juodo kūno spinduliavimo. Matuodami kūno temperatūrą, elektros srovės stiprumą keičiame tol, kol išnyksta lemputės siūlas matuojamojo kūno paviršiaus švytėjimo fone. Jeigu matuojamasis kūnas būtų absoliučiai juodas, tai išmatuotoji temperatūra būtų tikroji kūno temperatūra. Kai matuojamasis kūnas nėra absoliučiai juodas, tai išmatuotoji temperatūra T_r tik parodo, kokios temperatūros absoliučiai juodo kūno spinduliavimo ryškumas yra lygus matuojamojo kūno spinduliavimo ryškumui $\lambda=6600$ Å spektro srityje. Todėl taip išmatuota temperatūra vadinama matuojamojo kūno *ryškine temperatūra.* Jeigu yra žinomas matuojamojo ir absoliučiai juodo kūnų emisijos pajėgumų santykis šioje spektro srityje $\frac{E_{6600}}{e_{6600}}$, tai kūno tikrąją temperatūrą apskaičiuojame iš tokios lygties:

$$\ln\frac{E_{\lambda,T}}{e_{\lambda,T}}=\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_r}\right), \qquad (88,3)$$

čia $c_2=\frac{hc}{k}$; h — Planko konstanta, k — Bolcmano konstanta, c — šviesos greitis vakuume. Emisijos pajėgumų santykis $\lambda=6600$ Å spektro srityje daugelio medžiagų yra išmatuotas.

§ 89. RELEJAUS-DŽINSO FORMULĖ

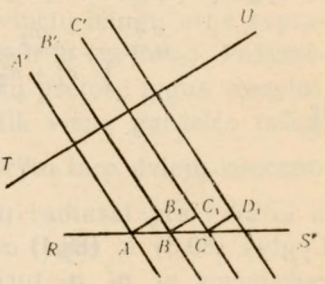
Toliau aiškinant juodojo spinduliavimo dėsningumus, reikėjo nustatyti pačios funkcijos $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ išraišką. Tačiau tai padaryti nebeužteko fenomenologinės termodinamikos teiginių. Reikėjo sudaryti vienokį arba kitokį spinduliavimo būdą bei medžiagos išspinduliuotos bei absorbuotos spinduliavimo energijos stacionarinę pusiausvyrą nusakančius teiginius. Kitaip tariant, reikėjo teoriškai išvesti tokią lygtį, kuri nusakytų eksperimentiniu būdu surastą energijos pasiskirstymo juodojo spinduliavimo spektre kreivės eigą.

Džinsas ir Relejus šį klausimą bandė išspręsti taip. Bet kuri banga neša energiją. Taikydamas klasikinę Bolcmano statistiką, Džinsas priskiria kiekvienam judėjimo laisvės laipsniui energi-

ją kT, visai nenagrinėdamas kūno ir aplinkos sąveikos būdo. Tada energijos tankio ieškant, reikia surasti judėjimo laisvės laipsnių skaičių, susidarius vieneto tūryje stovinčioms bangoms.

Jei bangos sklinda bet kuriame uždarame tūryje, tai šiame tūryje susidaro stovinčios bangos. Mazgų bei iškylų taškai sudaro mazgų bei iškylų plokštumas. Nuotolis tarp jų lygus $\frac{\lambda}{2}$.

Įsivaizduokime stačiakampių koordinačių sistemą, kurios pradžios taškas sutampa su viena kubo kerte, o jos ašys eina to kubo briaunomis. RS yra bet kuri su ašies x kryptimi lygiagretė tiesė (272 pav.). Kube yra keliamos bangos, kurios sklinda spindulio TU kryptimi; pastarojo krypties kosinusai yra α, β, γ; taigi jis su koordinačių ašimis sudaro kampus, kurių kosinusai yra atitinkamai α, β, γ. AA', BB', CC'... yra susidariusios stovinčios bangos mazgų plokštumos, kurios RS kerta taškuose A, B, C... Pro šiuos taškus praveskime atkarpas AB_1, BC_1, CD_1..., statmenas bangų plokštumoms AA', BB' CC'... Tuomet



272 pav.

$$AB_1 = BC_1 = CD_1 = \frac{\lambda}{2} \qquad (89,1)$$

ir

$$AB_1 = AB \cdot \alpha; \quad BC_1 = BC \cdot \alpha; \quad CD_1 = CD \cdot \alpha.$$

Uždarame kube tegali susidaryti tik tokio ilgio stovinčios bangos, kurių pusbangio ilgis $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ yra kartotinis kubo briaunos ilgio l. Pažymėkime ašies x krypties briaunos padalų skaičių n_1, ašies y krypties briaunos — n_2 ir ašies z krypties briaunos — n_3. Tuomet $AB = \frac{l}{n_1}$. Įstatę tai į lygtį (89,1), gauname:

$$AB_1 = \frac{\lambda}{2} = \frac{l}{n_1}\alpha \quad \text{arba} \quad \frac{2l}{\lambda}\alpha = n_1.$$

Panašias lygtis gauname ašies y ir z krypčių briaunoms. Tada

$$\frac{2l}{\lambda}\alpha = n_1; \quad \frac{2l}{\lambda}\beta = n_2 \quad \text{ir} \quad \frac{2l}{\lambda}\gamma = n_3. \qquad (89,2)$$

Šias lygtis pakėlę kvadratu ir sudėję, gauname:

$$\frac{4l^2}{\lambda^2} = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2,$$

nes

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1.$$

Taigi

$$\frac{2l}{\lambda} = \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}. \qquad (89,3)$$

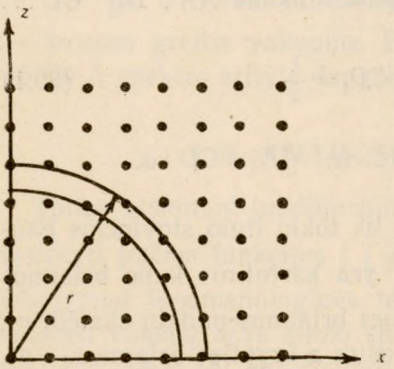
Iš lygčių (89,2) ir (89,3) turime:

$$\alpha = \frac{n_1}{\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}}; \quad \beta = \frac{n_2}{\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}}$$

ir

$$\gamma = \frac{n_3}{\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}}. \qquad (89,4)$$

Lygtys (89,3) ir (89,4) sako, kad tam tikroms padalų skaičių reikšmėms n_1, n_2, n_3 turime tik vieną tam tikro bangos ilgio ir krypties stovinčią bangą arba svyravimą. Taigi uždarame kube yra galimos tik tokios stovinčios bangos bei svyravimai, kurių α, β, γ reikšmės tenkina lygtis (89,3) ir (89,4), kur n_1, n_2, n_3 yra sveikieji skaičiai.



273 pav.

Pro koordinačių teigiamos krypties ašis pravestos plokštumos atskiria erdvės dalį — oktantą. Įsivaizduokime jo erdvėje taip sudarytą taškų gardelę: taškai pasiskirstę lygiagretėmis su ašių x, y, z kryptimi gretomis (273 pav.); nuotolis tarp kaimyninių taškų gretose lygus vienetui; tuomet gardelės konstanta yra vienetas. Tokios gardelės taškų koordinatės yra sveikieji skaičiai. Ir kiekvieną uždarame kube susidariusią stovinčią bangą, nusakytą lygtimis (89,3) ir (89,4) atitiks vienas gardelės taškas. Taigi, gardelės taškų skaičius tam tikrame uždarame tūryje yra lygus stovinčių bangų arba svyravimų, kurios gali susidaryti šiame tūryje, skaičiui.

Gardelės taško, kurio koordinatės yra n_1, n_2, n_3, nuotolis r nuo koordinačių sistemos pradžios yra lygus:

$$r=\sqrt{n_1^2+n_2^2+n_3^2} \tag{89,5}$$

arba (89,3)

$$r=\frac{2l}{\lambda}=2l\nu_0, \tag{89,6}$$

čia $\nu_0=\frac{1}{\lambda}$ yra bangų skaičius ilgio vienete. Skaičius gardelės taškų, kurių nuotolis nuo koordinačių sistemos pradžios yra tarp r ir $r+dr$, bus lygus skaičiui stovinčių bangų arba svyravimų, kurių bangų skaičiai yra tarp $2l\nu_0$ ir $2l\,(\nu_0+d\nu_0)$. Pažymėkime jį ΔZ. Kadangi nuotolis tarp taškų gretose lygus vienetui, tai vidurkyje tūrio vienete turėsime tik vieną gardelės tašką. Vadinasi, ΔZ bus lygus $\frac{1}{8}$ tūrio, uždaryto tarp dviejų koncentrinių rutulinių paviršių r_1 ir r_2, kurių radiusai yra $r=2l\nu_0$ ir $r+dr=2l(\nu_0+d\nu_0)$. Pastarasis tūris yra lygus

$$\frac{1}{8}\cdot 4\pi r^2\cdot dr=4\pi l^3\nu_0^2\cdot d\nu_0. \tag{89,7}$$

Pažymėję kubo tūrį $V=l^3$, gauname:

$$\Delta Z=4\pi V\nu_0^2\cdot d\nu_0. \tag{89,8}$$

Ši Relejaus-Džinso formulė nusako bet kuriame uždarame tūryje V susidarančių bangų, kitaip dar tariant, to tūrio V *savųjų svyravimų* skaičių. Tūrio vienete turėsime iš viso

$$4\pi\nu_0^2\cdot d\nu_0 \tag{89,9}$$

stovinčių bangų arba savųjų svyravimų, kurių bangų skaičiai yra tarp $2l\nu_0$ ir $2l(\nu_0+d\nu_0)$; o suintegravę (89,9) ribose tarp 0 ir ∞, gausime visų tūrio vienete stovinčių bangų arba svyravimų skaičių.

Kiekvienam judėjimo laisvės laipsniui priskiriama energija kT; tada dažnumų tarpe tarp ν ir $\nu+d\nu$ tūrio vieneto energija

$$E_\nu\cdot d\nu=\frac{4\pi\nu^2}{c^3}kT\cdot d\nu=\frac{4\pi}{\lambda^4}kT\cdot d\lambda. \tag{89,10}$$

Taigi visa energija

$$E=\int_0^\infty E_\nu\cdot d\nu=\int_0^\infty\frac{4\pi kT\nu^2}{c^3}d\nu=\int_0^\infty\frac{4\pi kT}{\lambda^4}d\lambda. \tag{89,11}$$

Ši Relejaus ir Džinso išvesta formulė gerai nusakė energijos pasiskirstymą juodojo spinduliavimo spektre tik ilgųjų bangų srityje. Bet, dažnumui didėjant, energija visą laiką didėja ir labai didelių dažnumų srityje ji pasidaro labai didelė, o tai prieštarauja matavimo duomenims.

Buvo ir kitų bandymų analitiškai išreikšti energijos pasiskirstymą juodojo spinduliavimo spektre; pvz., Vinas išvedė tokią formulę:

$$E = \int_0^\infty E_\nu \cdot d\nu = \int_0^\infty \frac{A}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \cdot d\lambda; \qquad (89,12)$$

čia A ir c_2 yra konstantos. Bet formulė gerai tiko tik trumpųjų bangų spektro sričiai. Vienu žodžiu, visi bandymai nusakyti juodojo spinduliavimo energijos spektrinį pasiskirstymą, remiantis tolydiniu energijos pasiskirstymu, buvo nesėkmingi.

§ 90. SPINDULIAVIMO ENERGIJOS KVANTAI. PLANKO FORMULĖ

Klasikinė fizika spinduliavimo procesą taip vaizdavo. Spinduliavimo energiją medžiaga absorbuoja ir išspinduliuoja, tarpininkaujant elektringoms dalelėms (jonams bei elektronams) — osciliatoriams. Kiekviename kūne turime labai daug įvairaus dažnumo osciliatorių. Kritusi elektromagnetinė banga išjudina osciliatorius ir priverčia juos virpėti; tada kūnas absorbuoja spinduliavimo energiją, nes osciliatorių virpesių energija, jiems susiduriant su kitomis medžiagos dalelėmis, virsta šilumine energija. Antra vertus, elektringos dalelės virpėdamos išspinduliuoja elektromagnetines bangas. O daleles virpėti priverčia kitų kūno dalelių (atomų bei molekulių) smūgiai. Visų kūnų spinduliavimo būdas yra toks pat, tai patvirtina Kirchhofo spinduliavimo dėsnis. Pagal klasikinę Bolcmano statistiką, kiekvienas osciliatorius gali turėti bet kurį energijos kiekį ΔE, taigi ΔE gali kitėti tolydiniai, dydį ΔE nusako Bolcmano energijos pasiskirstymo funkcija $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$. Termodinaminėje pusiausvyroje iš visų galimų energijos pasiskirstymų tarp osciliatorių nusistovi labiausiai tikimas pasiskirstymas.

Plankas įvedė į fiziką visai naują principą. Pagal jį osciliatoriai gali turėti ne bet kurį energijos kiekį, kaip tvirtina klasi-

kinė fizika, bet tik kartotiną energijos kvanto ε. Atseit, Plankas atsisakė nuo energijos tolydinio pasiskirstymo tarp osciliatorių, suteikdamas spinduliavimo energijai diskretinę kvantinę struktūrą. Taigi osciliatoriai gali turėti tik tokius energijos kiekius: 0, 1ε, 2ε, 3ε,... $i\varepsilon$,... Tegu iš visų kūno osciliatorių n jų skaičius n_0 turi energiją 0ε, n_1 — 1ε, n_2 — 2ε, n_3 — 3ε,... n_i — $i\varepsilon$,... Tikimybės osciliatoriams turėti tokią energiją išreiškiamos taip:

$$T_0=\frac{n_0}{n}=kT\varepsilon,$$

$$T_1=\frac{n_1}{n}=kTe^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\varepsilon,$$

$$T_2=\frac{n_2}{n}=kTe^{-\frac{2\varepsilon}{kT}}\varepsilon,$$

$$T_3=\frac{n_3}{n}=kTe^{-\frac{3\varepsilon}{kT}}\varepsilon,$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$T_i=\frac{n_i}{n}=kTe^{-\frac{i\varepsilon}{kT}}\varepsilon,$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Sudėję kaires ir dešines lygčių puses, gausime:

$$1=kT\varepsilon\left(1+e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}+e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}}+e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}}+\ldots+e^{-\frac{i\varepsilon}{kT}}+\ldots\right).$$

Skliaustuose turime geometrinę progresiją. Ją susumavę, gausime:

$$1=\frac{kT\varepsilon}{1-e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}},$$

iš čia

$$kT\varepsilon=1-e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}.$$

Osciliatorių energijos vidutinis dydis

$$E_v=\frac{\Sigma n_i(i\varepsilon)}{n}=\frac{\Sigma nkTe^{-\frac{i\varepsilon}{kT}}\varepsilon\,(i\varepsilon)}{n}=\left(1-e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right)\Sigma e^{-\frac{i\varepsilon}{kT}}(i\varepsilon).$$

Bet

$$\Sigma e^{-\frac{i\varepsilon}{kT}}(i\,\varepsilon)=\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}+2\varepsilon e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}}+3\varepsilon e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}}+\ldots=$$

$$=\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}+\varepsilon e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}}+\varepsilon e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}}+\ldots+$$

$$+\varepsilon e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}}+\varepsilon e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}}+\ldots+$$

$$+\varepsilon e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}}+\ldots+$$

$$+\ldots=$$

$$=\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\left(1+e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}+e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}}+e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}}+\ldots\right)^2=$$

$$=\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\left(\frac{1}{1-e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}\right)^2.$$

Vadinasi,

$$E_v=\frac{1-e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}{\left(1-e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right)^2}\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}=\frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}}-1}. \qquad (90,1)$$

Energijos kvantą ε Plankas išreiškia taip: $\varepsilon=h\nu$, kur ν yra spinduliavimo dažnumas, o h — Planko konstanta, arba veikimo kvantas,

$$h=6{,}6252\cdot 10^{-27}\ \text{erg s}=6{,}6252\cdot 10^{-34}\ \text{J s}.$$

Įstatę energijos kvanto reiškimą į lygtį (90,1), gauname:

$$E_v=\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}. \qquad (90,2)$$

Tuomet spinduliavimo energijos tankis ν ir $\nu+d\nu$ dažnumų tarpe (89,1)

$$E_\nu\cdot d\nu=\frac{4\pi\nu^2}{c^3}\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}d\nu, \qquad (90,3)$$

o visa juodojo spinduliavimo energija

$$E = \frac{4\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu. \qquad (90,4)$$

Ši Planko formulė gerai nusakė tikrąjį energijos pasiskirstymą juodojo spinduliavimo ilgųjų ir trumpųjų bangų spektro srityse.

Esant mažiems dažnumams Planko formulė (90,4) virsta Relejaus ir Džinso formule (89,11). Tuo galima įsitikinti, išskleidus $e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1$ į eilutę ir paėmus jos tik pirmąjį narį, o kitus atmetus. Didelių dažnumų srityje Planko formulė sutampa su išvesta Vino formule (89,12).

Energijai turime skirti diskretinę struktūrą, ne vien tik aiškindami energijos pasiskirstymą juodojo spinduliavimo spektre, bet ir kitus optinius reiškinius, pvz., fotoelektrinį efektą (§ 70), rentgeno spindulių išbarstymą (§ 65) ir kt. Planko įvestasis energijos kvantiškumo principas pasidarė naujosios (kvantinės) fizikos pagrindu.

Uždaviniai

1. Sferinės ertmės sienelės išbarsto šviesą Lamberto dėsnio nusakomu būdu. Kritęs šviesos srautas $\Phi = 1$ lm difuziniu keliu išbarstytas tolygiai pasiskirsto visame sferos paviršiuje. Ertmės diametras yra D. Koks gali būti angelės diametras d, kad ertmės savybės skirtųsi nuo abs. juodo kūno savybių ne daugiau 0,1%. Ertmės sienelių difuzinio atsispindėjimo koeficientas ϱ.

2. Kiek kartų sustiprės absoliučiai juodo kūno spinduliavimas, kai kūno temperatūra pakils nuo $T_1 = 1\,800$°K iki $T_2 = 1\,875$°K.

3. Išskaičiuokite volframo siūlelio elektrinės lemputės spinduliuojamo spektro bangos, kurią atitinka didžiausia energija, ilgį λ_m. Lemputės siūlelio ilgis $l = 10$ cm, jo diametras $d = 0{,}33$ mm. Lemputės galingumas $P = 25$ W. Siūlelis laikomas absoliučiai juodu kūnu.

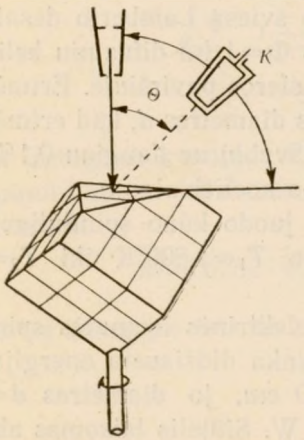
4. Saulės sistemoje tokiame pat nuotolyje kaip ir Žemė yra apskrita dalelė. Laikydami Saulę abs. juodu temperatūros $T_s = 6\,000$°K kūnu, suraskite dalelės temperatūrą T. Dalelė pasižymi pilkojo kūno savybėmis.

XVII SKYRIUS

ELEKTRONINIS MIKROSKOPAS

§ 91. ELEKTRONŲ DIFRAKCIJA

1921 m. Devisonas ir Kunsmanas, tirdami einančių pro plonas metalines folijas elektronų išbarstymą, pastebėjo, kad kai kuriomis kryptimis jų išbarstoma žymiai daugiau, negu visomis kitomis kryptimis. Šis reiškinys yra tuo ryškesnis, kuo didesni barstomojo metalo kristalai. Bet kiekybiškai elektronų taisyklingo išbarstymo priklausomybę nuo išbarstymo krypties bei barstančio kūno kristalografinės sistemos nustatė Devisonas ir Džermeris. Jie tyrė atsispindėjusių nuo nikelio (Ni) kristalo elektronų išbarstymą; jų gautieji išbarstymo vaizdai priminė rentgeno spindulių užlenkimo vaizdus. Todėl šiuos elektronų išbarstymo reiškinius vadiname elektronų difrakcija, arba užlenkimu.

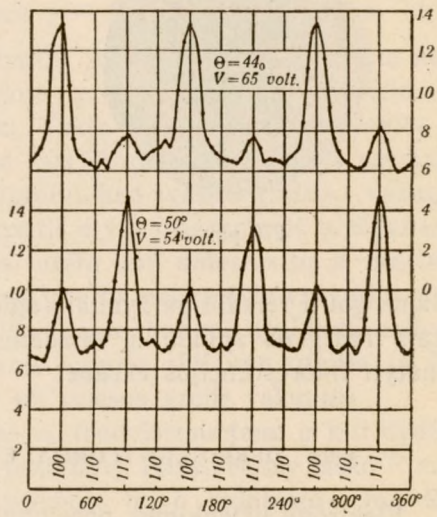


274 pav.

Elektronams užlenkti Devisonas ir Džermeris naudojo Lauės būdą. Plonas (apie 1 mm skersmens) elektronų spindulių pluoštas krinta stačiai į kristalo plokštumą (274 pav.) ir išsibarsto. Tam tikra kryptimi išbarstyti elektronai patenka į jonizacijos kamerą K, kur sukelia jonizacijos srovę. Pastaroji matuojama jautriu galvanometru arba elektrometru; kartais išbarstytų elektronų spinduliais „nušviečiama“ fotoplokštelė, ir iš joje gautų patamsėjimų sprendžiama apie jų stiprumą skirtingomis kryptimis.

Išbarstyto spindulio kryptį nusakome dviem kampais: aukščio kampu Θ ir azimutiniu φ. Kampą Θ keičiame, pakeldami arba nu-

leisdami jonizacijos kamerą; sukdami patį kristalą aplink ašį, lygiagretę su pirminių spindulių kryptimi, pakeičiame azimutinį kampą φ. 275 pav. pavaizduojama galvanometro nukrypimų, taigi išbarstytų elektronų spindulių stiprumo priklausomybė nuo azimuto φ, išbarstant juos Ni kristalu, kai aukščio kampai yra $\Theta = 44°$ ir $\Theta = 50°$. Pirmuoju atveju elektronus pagreitinantis potencialas yra $U = 65$ V, antruoju — $U = 54$ V.



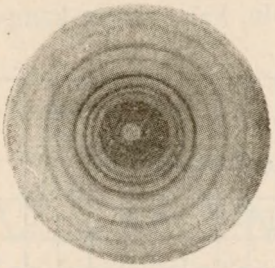
275 pav.

Vėliau Devisonas ir Džermeris elektronų spinduliams užlenkti naudojo sukamojo kristalo būdą (§ 46, 3). Spindulių pluoštas krinta ne stačiu, bet kuriuo kitu spindesio kampu ϑ. Atsispindėję nuo kristalo plokštumų, spinduliai interferuoja; didžiausio stiprumo jie bus gauti tose vietose, kur (46,1)

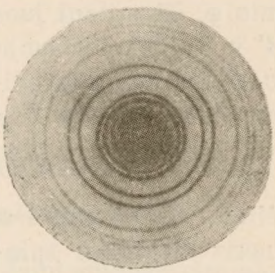
$$m\lambda = 2d \cdot \sin \vartheta;$$

čia d yra nuotolis tarp kristalo plokštumų, λ — spindulių bangos ilgis, m — eilės skaičius, ($m = 0, 1, 2, \ldots$), ϑ — spindesio kampas. Tartakovskis elektronų spinduliams užlenkti panaudojo Debajaus-Šererio metodą (§ 46). Jis nušvietė lėtų elektronų monochromatiniais spinduliais polikristalinę metalų foliją, kurią sudaro daug netvarkingai išdėstytų kristalų. Už plokštelės patalpino fotoplokštelę, statmeną pirminių spindulių krypčiai. Užlenktųjų elektronų spindulių vaizdai yra labai panašūs į užlenktų rentgeno spindulių vaizdus. 276 pav. matome užlenktų elektronų ($\lambda = 0{,}06$ Å), o 277 pav. — užlenktų rentgeno spindulių ($\lambda = 1{,}54$ Å), praeinančių pro tą pačią sidabro foliją, vaizdą. Rentgeno spindulių užlenkimo nuotraukoje žiedų yra daugiau todėl, kad šie spinduliai nėra visai monochromatiniai (be dvilypės K_α-spektro linijos, turime ir K_β-liniją). Fotoplokštelės padėtos skirtingame nuotolyje: elektronų spindulių užlenkimas fotografuotas iš 30 cm, o rentgeno spindulių — tik iš 1,5 cm. Taigi

rentgeno spinduliai užlenkiami žymiai daugiau, nes jų bangos daug ilgesnės už elektronines bangas (92,3). Reikia pažymėti, kad, fotografuojant užlenkimo vaizdus, elektronų užlenkimo vaiz-



276 pav.



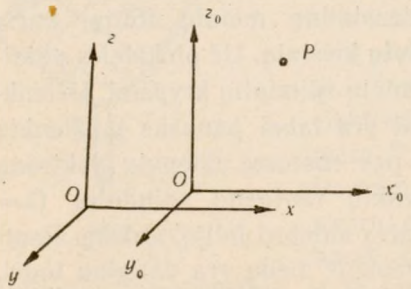
277 pav.

dams gauti reikalinga žymiai (apie 10^4 kartų) trumpiau šviesti kaip rentgeno spindulių vaizdams, todėl juos kartais galime matyti fluorescencijos ekrane.

§ 92. DEBROILIO TEORIJA. ELEKTRONINĖS BANGOS

Elektronų užlenkimui, praeinant jiems per metalo folijas, išaiškinti, reikia priskirti jiems ir, apskritai, dalelėms bangos prigimtį, nes difrakcijos reiškiniams yra būdingas bangos judėjimas. Dalelių banginę prigimtį yra iškėlęs 1924 m. Debroilis.

Tegu taško P koordinatės vienoje — nejudamoje inercinėje koordinačių sistemoje yra x, y, z ir t, o kitoje, judamoje pirmosios atžvilgiu greičiu v ašies x kryptimi, x_0, y_0, z_0 ir t_0 (278 pav.). Taškas P antrosios koordinačių sistemos atžvilgiu nejuda, o pirmosios — juda greičiu v ašies x kryptimi. Susiekime su tašku P periodinį procesą, išreiškiamą judamoje koordinačių sistemoje lygtimi $S = A \cdot \cos 2\pi\nu_0 t_0$. Kad surastume, kaip atrodys šis procesas stebėtojui nejudamoje koordinačių sistemoje, reikia transformuoti koordinates, šiuo atveju laiką t_0. Panaudoję Lo-



278 pav.

renco-Einšteino transformacijos formules (82,4), periodinį procesą išreikšime taip:

$$S = A \cdot \cos 2\pi\nu_0 \frac{t - \frac{\beta x}{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}. \text{ Pažymėkime } \frac{\nu_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \nu$$

ir $\frac{c^2}{v} = u$, tada $S = A \cdot \cos 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{u}\right)$. Tai yra bangos, sklindančios faziniu greičiu u, lygtis. Atseit, taško P judėjimą nejudamoje koordinačių sistemoje galime apibūdinti susietos su šiuo tašku bangos sklidimu. Tokią bangą vadiname *fazine*. Iš pirmo žvilgsnio atrodo, kad šios išvados prieštarauja specialiosios reliatyvumo teorijos teiginiui, kad šviesos greitis c vakuume yra ribos greitis; taško P greitis v yra mažesnis už c, todėl fazinės bangos sklidimo greitis turėtų būti didesnis už c, nes $uv = c^2$. Fazinis bangos sklidimo greitis neišreiškia energijos pakitimų, iš kurių ir sprendžiame apie bangos sklidimą erdvėje. Pastaruosius nusako grupinis bangos sklidimo greitis (§ 78), kuris visada yra mažesnis už šviesos greitį vakuume.

Panašiai, kaip dažnumas ν_0, transformuojami ir kiti dydžiai, apibūdinantys taško P judėjimo būvį. Pažymėkime taško P masę nejudamoje koordinačių sistemoje m, o judamoje — m_0. Ryšį tarp m ir m_0 nusako specialioji reliatyvumo teorija (§ 83): $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Taško P energija vienoje ir kitoje koordinačių sistemoje bus taip išreikšta: $W_0 = m_0c^2$ ir $W = mc^2$. Taigi $W = \frac{W_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, taigi W išreiškiamas kaip ir ν. Taip išreiškiamas ir taško judėjimo kiekis $p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{Wv}{c^2}$. Masės taško energiją W laikykime lygia energijos kvantui $h\nu$. Tada

$$p = \frac{h\nu v}{c^2} = \frac{h\nu}{u} = \frac{h\nu}{c} n, \qquad (92,1)$$

čia $n = \frac{c}{u}$ yra fazinės bangos lūžimo rodiklis. Antra vertus, $\frac{u}{\nu}$ išreiškia fazinės bangos ilgį λ. Vadinasi,

$$p = \frac{h}{\lambda}, \qquad (92,2)$$

iš čia

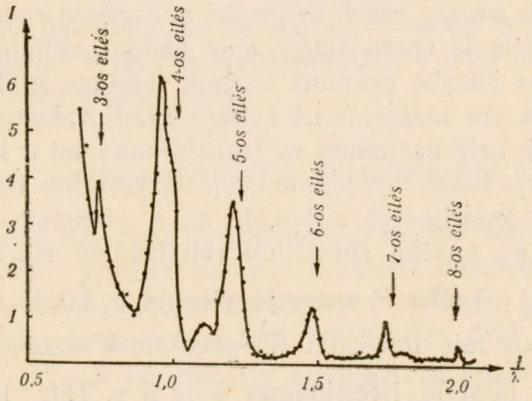
$$\lambda = \frac{h}{p}, \qquad (92,3)$$

arba, atmesdami daugiklį $\sqrt{1-\beta^2} \approx 1$, gausime

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \qquad (92,3a)$$

Ši lygtis išreiškia fazinės bangos, susietos su judančiu greičiu v masės m tašku, ilgį.

Išmatavę elektronų judėjimo greitį v, galime iš lygties (92,3) apskaičiuoti elektroninės (fazinės) bangos ilgį λ. Antra vertus, suradę elektronų užlenkimą vaizduojančioje kreivėje maksimumus, iš Vulfo-Brego lygties (46,1) taipgi galime apskaičiuoti elektroninės bangos ilgį. Palyginus šiem dviem būdais gautuosius bangos ilgius, pasirodė, kad jie šiek tiek skiriasi: elektronų



279 pav.

užlenkimą vaizduojančios kreivės yra paslinkusios viena kitos atžvilgiu (279 pav.). Šis nesutapimas aiškinamas elektroninių bangų lūžimu, joms einant iš vakuumo arba oro į kristalą. Atitinkamai pataisius tyrimo duomenis, nustatytas abiem būdais elektroninių bangų ilgis visiškai sutapo. Tokiu būdu buvo eksperimentiškai patikrinta Debroilio teorijos išvada.

Nustatykime fazinės bangos sklidimo lygtį. Bangos judėjimą nusako tokia diferencialinė lygtis:

$$\Delta\psi + 4\pi^2 \frac{\nu^2 n^2}{c^2} \psi = 0. \qquad (92,4)$$

Bet $n=\frac{c}{u}=\frac{\lambda}{\lambda'}$; čia λ yra bangos ilgis vakuume, o λ' — medžiaginėje aplinkoje. Taigi

$$\frac{n^2}{c^2}=\frac{1}{\lambda'^2}=\frac{m^2v^2}{h^2}=\frac{mv^2}{2}\frac{2m}{h^2}. \qquad (92,5)$$

Banguojančios dalelės kinetinė energija yra lygi visos ir potencialinės energijos E ir U skirtumui, taigi

$$\frac{mv^2}{2}=E-U.$$

Įstatę šį reiškimą į lygtį (92,4), gausime:

$$\Delta\psi+\frac{8\pi^2m}{h^2}(E-U)\psi=0. \qquad (92,6)$$

Ši Šredingerio išvesta lygtis ir nusako fazinių bangų sklidimą erdvėje. Atitinkąs šios lygties sprendinį aplinkoje, pvz., kristale, bangos ilgis λ' taip išreiškiamas

$$\frac{1}{\lambda'^2}=\frac{mv^2}{2}\frac{2m}{h^2}=(E-U)\frac{2m}{h^2},$$

iš čia

$$\lambda'=\frac{h}{\sqrt{2m(E-U)}}. \qquad (92,7)$$

Kai elektronų pluoštą sudaro sklindantieji vakuume laisvieji elektronai, tai jų potencialinė energija $U=0$. Tada elektroninių (fazinių) bangų ilgis

$$\lambda=\frac{h}{\sqrt{2mE}}. \qquad (92,8)$$

Taigi elektroninių bangų lūžimo rodiklis

$$n=\frac{\cos\vartheta}{\cos\vartheta'}=\frac{\lambda}{\lambda'}=\frac{\sqrt{2m(E-U)}}{\sqrt{2mE}}=\sqrt{\frac{E-U}{E}}, \qquad (92,9)$$

čia ϑ ir ϑ' — spindesio kampai kristalo išorėje ir jo viduje.

Elektroninių bangų lūžimą, joms įeinant į kristalą, sukelia vidinis kristalo potencialas. Kristalo, pvz., metalo gardelę sudaro teigiamai įelektrinti jonai. Jų sudarytas elektrinis laukas pakeičia elektronų judėjimo greitį, taigi ir jų judėjimo kiekį (impul-

są) kristale. Jei jų judėjimo kiekis kristalo išorėje (vakuume) buvo $p=mv=\sqrt{2mE}$, tai kristale jis bus lygus $p'=\sqrt{2m(E-U)}$. Taigi elektroninių bangų lūžimo rodiklį galime ir taip išreikšti (92,3):

$$n=\frac{p'}{p}=\frac{mv'}{mv}=\frac{v'}{v}; \qquad (92,10)$$

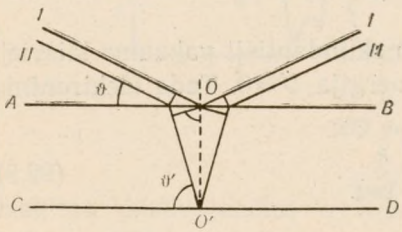
čia v' ir v yra atitinkamai elektronų judėjimo greitis kristale ir vakuume. Pažymėkime pagreitinančius potencialus, atitinkančius visą elektronų energiją E bei jų energiją kristale U atitinkamai φ_i ir φ_v. Tada $E=e\varphi_i$ ir $U=-e\varphi_v$ (nes elektronai turi neigiamą elektros krūvį); tada

$$n=\frac{\sqrt{2m(E-U)}}{\sqrt{2mE}}=\frac{\sqrt{\varphi_i+\varphi_v}}{\sqrt{\varphi_i}}=\sqrt{1+\frac{\varphi_v}{\varphi_i}}. \qquad (92,11)$$

Taigi elektroninių bangų lūžimo rodiklį n galime taip išreikšti:

$$n=\frac{\cos\vartheta}{\cos\vartheta'}=\frac{\lambda}{\lambda'}=\frac{v'}{v}=\sqrt{\frac{(E-U)}{E}}=\sqrt{1+\frac{\varphi_v}{\varphi_i}}. \qquad (92,12)$$

Elektroninėms bangoms lūžtant, jų ilgį reikės skaičiuoti iš pataisytos Vulfo-Brego lygties. Tegu lygiagretūs elektronų spinduliai (I) ir (II) krinta į kristalo sienelę ir (I) atsispindi taške O, o (II) — taške O' (280 pav.). Spindesio kampai, sudaryti su kristalo plokštumomis, yra ϑ ir ϑ'. Spindulių eigos skirtumas lygus



280 pav.

$$2d\cdot\sin\vartheta'=2d\sqrt{1-\cos^2\vartheta'}=2d\sqrt{1-\frac{\cos^2\vartheta}{n^2}},$$

nes $\frac{\cos\vartheta}{\cos\vartheta'}=n$. Ir m-tos eilės elektronų išbarstymo maksimumas bus nusakytas tokios lygties:

$$2d\sqrt{1-\frac{\cos^2\vartheta}{n^2}}=m\lambda'=m\frac{\lambda}{n}$$

arba

$$2d\sqrt{n^2-\cos^2\vartheta}=m\lambda. \qquad (92,13)$$

Iš Debroilio lygties apskaičiavę λ, galėsime iš lygties (92,12) surasti kristalo vidinį potencialą φ_v.

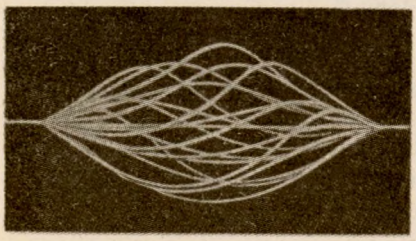
§ 93. SIMETRINIŲ MAGNETINIO IR ELEKTRINIO LAUKŲ YPATYBĖS

Nustačius elektronų ir, apskritai, dalelių prigimties banginį pobūdį, iškilo mintis naudoti tą jų savybę emituojančių daleles šaltinių bei išbarstančių daleles objektų atvaizdams gauti. Tokie klausimai ir sudaro elektroninės optikos turinį.

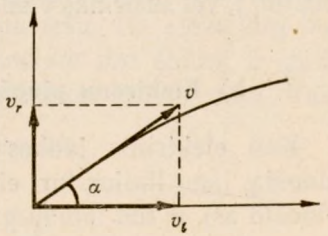
Spinduliuojančių bei išbarstančių šviesą objektų atvaizdams sudaryti geometrinėje optikoje naudojame specialią stiklo bei kitų šviesai skaidrių medžiagų optiką — lęšius, veidrodžius ir kt. Ji netinka elektroninei optikai. Pastarosios optinių prietaisų veikimas remiasi elektrinio bei magnetinio lauko ypatybe nukreipti elektringas daleles, kai jos pralekia pro šiuos laukus (II dal. § 101). Tyrimai parodė, kad tam tikros formos elektrinis bei magnetinis laukas gali ne tik nukreipti, bet ir surinkti emituojamas įvairiomis kryptimis elektringas daleles į vieną tašką. Tokiomis ypatybėmis pasižymi sukimo paviršių konfigūracijos (ašinės simetrijos) jėgų laukai.

a) Elektronų pluošto glaudimas magnetiniu lauku

Tegu taškas A emituoja mažai prasiskleidžiantį elektronų pluoštą, kuris sklinda išilgai magnetinio lauko sraigtine trajektorija (281 pav.), sudarydamas su magnetinio lauko kryptimi



281 pav.



282 pav.

nedidelį kampą. Veikianti elektronus Lorenco jėga **F** išreiškiama taip (II dal. § 99):

$$\mathbf{F}=e[\mathbf{vH}]. \qquad (93,1)$$

Išskaidykime elektronų greitį **v** į statmeną ir lygiagretę su magnetinio vektoriaus **H** kryptimi dedamąsias $v_r=v\cdot\sin\alpha$ ir $v_l=v\cdot\cos\alpha$ (282 pav.). Elektroną veikianti Lorenco jėga $F_r=ev_rH$ yra statmena $\mathbf{v}_r$ ir **H** kryptimis; jos veikiamas, elektronas skries apskritimu (tuo pat metu lėkdamas ir išilgai magnetinio lauko greičiu $v_l=v\cdot\cos\alpha$), kurio radiusas $r=\frac{v_r}{\frac{e}{m}H}$ (II dal. § 99). Visą apskritimą elektronas apskries per laiką

$$t=\frac{2\pi r}{v_r}=\frac{2\pi}{\frac{e}{m}H}. \qquad (93,2)$$

Iš lygties (93,2) matyti, kad t nepriklauso nuo r, atseit, bet kuriuo kampu α emituoti elektronai apskrieja nors ir skirtingo radiuso apskritimą per tą patį laiką.

Per laiką t elektronas nulėks išilgai magnetinio lauko nuotolį

$$l=v_lt=\frac{2\pi v\cdot\cos\alpha}{\frac{e}{m}H}.$$

Kai elektronų pluošto praskleidimo kampas α yra nedidelis, tai apytikriai $\cos\alpha\approx1$ ir

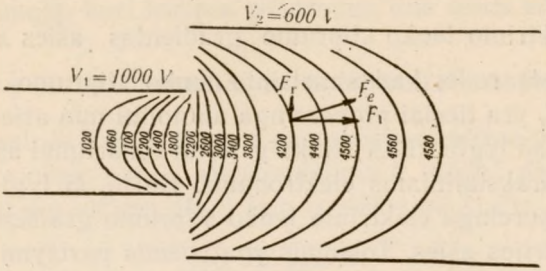
$$l=\frac{2\pi v}{\frac{e}{m}H}. \qquad (93,3)$$

Jei visi emituoti elektronai lekia vienodu greičiu v, tai jie, pralėkę nuotolį l, vėl susirinks viename taške B.

b) Elektronų pluošto glaudimas elektriniu lauku

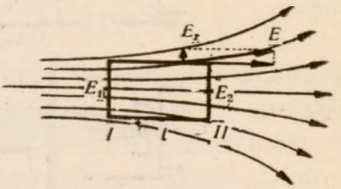
Kad elektrinis laukas glaustų prasiskleidžiantį elektronų pluoštą, jėgų linijos turi eiti simetriškai pakrypusios į elektronų pluošto ašį, ir tuo labiau pakrypusios, kuo eina toliau nuo ašies. Tokios konfigūracijos elektrinis laukas susidaro tarp dviejų skir-

tingo skersmens koaksialinių elektrodų (283 pav.) arba plokščiame kondensatoriuje, kai jo vienas elektrodas turi apskritą angą. Skriejant elektronui pro tokį elektrinį lauką, veikianti jį elektrinė jėga F_e guli išvestoje per simetrijos ašį plokštumoje.



283 pav.

Ši jėga yra statmena vienodo potencialo paviršiui, kurį pralekia tuo akimirksniu elektronas, ir nukreipta potencialo kilimo, t. y. priešinga elektrinio vektoriaus kryptimi. Šią jėgą išskaidome į dvi dedamąsias: statmeną ašiai (skersinę) F_r ir lygiagretę su ašimi (išilginę) F_l. Tik dedamoji F_r nukreipia elektronus ašiai statmena kryptimi, taigi juos glaudžia arba skleidžia, o dedamoji F_l pakeičia elektronų skriejimo greitį išilgai ašies. Kad elektronai būtų nukreipti proporcingai jų nuotoliui nuo ašies r, elektrinio lauko vektoriaus dedamoji E_r, statmena ašiai, turi būti proporcinga r.



284 pav.

Kad surastume elektrinio vektoriaus dedamosios E_r priklausomybę nuo r, apskaičiuokime jėgų linijų srautą pro nedidelio cilindro paviršių (284 pav.), kurio ašis sutampa su lauko simetrijos ašimi. Pažymėkime elektrinio lauko stiprumą cilindro paviršiaus (I) vietoje E_1, o (II) — E_2, cilindro radiusą — r, jo ilgį — l. Įeinąs pro paviršių (I) elektrinių jėgų linijų srautas turi būti lygus išeinančiam pro šoninį ir galinį paviršių (II), nes cilindro viduje elektros krūvio nėra. Taigi

$$\pi r^2 E_1 = \pi r^2 E_2 + 2\pi r l E_r.$$

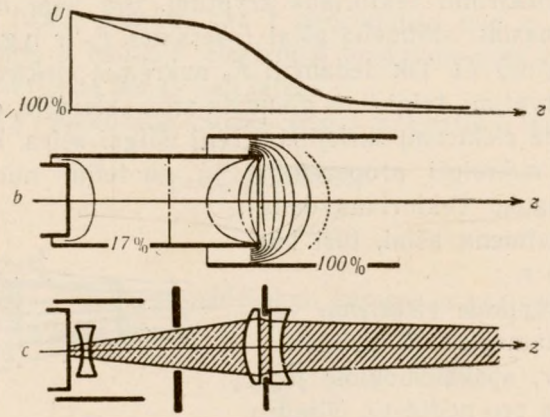
Iš čia

$$E_r = -\frac{1}{2}\frac{E_2 - E_1}{l} r.$$

Elektrinio lauko stiprumo pakitimą E_2-E_1, pakitus nuotoliui $l=\Delta x$, pažymėkime ΔE, tada

$$E_r=-\frac{1}{2}\frac{\Delta E}{\Delta x}r. \qquad (93,4)$$

$\frac{\Delta E}{\Delta x}$ yra elektrinio lauko stiprumo gradientas ašies x kryptimi. Lygtis (93,4) rodo, kad simetrinio lauko stiprumo statmenoji dedamoji E_r yra tiesiai proporcinga nuotoliui nuo ašies r. Reikia pažymėti, kad lygtis (93,4) tinka griežtai tik artimai ašiai sričiai, taigi tik paraksialiniams elektronams. Be to, ši lygtis parodo, kad E_r proporcinga elektrinio lauko stiprumo gradientui išilgai lauko simetrijos ašies. Tokiomis ypatybėmis pasižymi elektrinis laukas, susidaręs tarp dviejų kondensatoriaus plokštelių, kai vienoje yra apskrita anga. Nevienalyčio elektrinio lauko srityje lauko stiprumas ašyje kinta tolydiniai nuo didžiausios reikšmės (vienalyčio lauko srityje) iki nulinės toli kondensatoriaus išorėje.



285 pav.

285 pav. pavaizduojama, kad elektroniniame vamzdyje įrengus du bendros ašies cilindrinius anodus ir suteikus jiems skirtingą teigiamą katodo atžvilgiu įtampą, galima sudaryti ryškų katodo atvaizdą fluorescuojančiame ekrane. Viršutinėje (*a*) paveikslo dalyje kreivė pavaizduoja įtampos kritimą vamzdyje; vidurinėje (*b*) dalyje parodyta elektrodų išdėstymas ir susidariusio tarp jų elektrinio lauko konfigūracija; apatinėje (*c*) dalyje pavaizduota optinė sistema, kurios veikimas visai atitinka elektroninės sistemos veikimą.

Atseit, tolygiai kintančio potencialo sukimo simetrijos elektrinis laukas gali glausti arba skleisti elektronų pluoštą. Reikia tik, kad išilgai simetrijos ašies tolydinai kitėtų elektrinio lauko stiprumas. Tada turėsime elektrinio lauko statmenąją simetrijos ašiai dedamąją, kuri kreipia elektronus link ašies arba nuo jos.

§ 94. MAGNETINIAI IR ELEKTRINIAI LĘŠIAI

Elektroninės kaip ir šviesos geometrinės optikos pagrindą sudaro elektroninių bangų atsispindėjimo ir lūžimo dėsniai. Dalelyčių spindulių lūžimo dėsnį taip išreiškiame (1,2):

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1}; \qquad (94,1)$$

čia v_1 yra dalelių sklidimo greitis aplinkoje, iš kurios jos išeina, ir v_2 — į kurią jos įeina. Elektringųjų dalelių greitis, paprastai, priklauso nuo jų pagreitinančio potencialo φ dydžio ir taip išreiškiamas:

$$e\varphi = \frac{1}{2} mv^2;$$

čia m yra dalelės masė, e — jos elektros krūvis. Taip išreiškę dalelių greitį, lūžimo dėsnį galime išreikšti:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \sqrt{\frac{\varphi_2}{\varphi_1}}. \qquad (94,2)$$

Elektroninėje optikoje kalbame apie spindulį bei spindulių pluoštą, jų stigmatiškumą bei paraksialumą. Šias jų ypatybes nusakome taip pat, kaip jas nusakėme šviesos geometrinėje optikoje (§ 8). Elektroninėje optikoje taikomi visi Gauso „Dioptrikoje“ nurodyti geometrinės optikos dėsningumai. Be to, elektroninėje optikoje iškeliami tokie atvaizdų *panašumo dėsniai*:

a) *jei optinės sistemos elektrinį potencialą padidintume bei sumažintume n kartų, nekeisdami optinės sistemos matmenų,* arba

b) *jeigu optinės sistemos matmenis padidintume arba sumažintume n kartų,*

tai tiek pat kartų pakitėtų atvaizdų matmenys, bet patys atvaizdai išliktų visiškai panašūs.

Atvaizdų panašumo dėsniai tinka tik elektroninės optikos sistemoms, kai elektronams nukreipti naudojami elektriniai

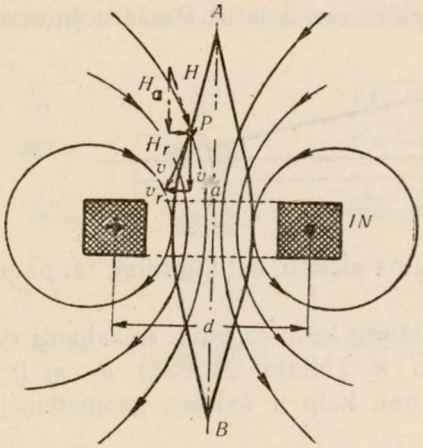
laukai. Jie nebetinka, jei elektronus nukreipiame magnetiniais laukais. Veikiančios elektronus elektrinės jėgos $e\mathbf{E}$ veikimo kryptis nepriklauso nuo jų judėjimo krypties, o magnetiniame lauke veikianti elektroną Lorenco jėga $e[\mathbf{vH}]$ priklauso ne tik nuo greičio dydžio, bet ir jo momentinės krypties. Magnetiniame lauke elektronas juda sudėtinga (sraigtine) trajektorija, ir objektų atvaizdai pasukami tam tikru kampu, kuris priklauso nuo magnetinio lauko stiprumo. Pakeitus pastarąjį, atvaizdai nebebus visiškai panašūs.

Tik paraksialiniai spinduliai yra griežtai stigmatiniai. Praktiškai optikoje naudojami žymiai platesni spindulių pluoštai, kurie nėra stigmatiniai. Todėl objektų atvaizdai pasižymi įvairiais trūkumais (IV sk.), su kuriais susiduriame ir elektroninėje optikoje ir kuriuos turime šalinti.

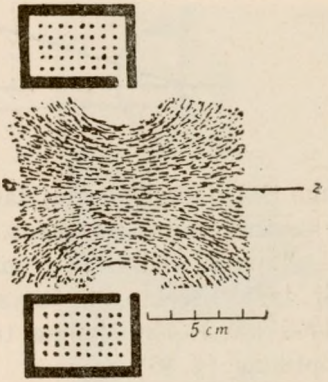
Objektų atvaizdams sudaryti, nušvietus objektus elektronų spinduliais, elektroninėje optikoje naudojami magnetiniai arba elektriniai lęšiai. Magnetinį lęšį, paprastai, sudaro ritelė su apvija, pro kurios vijas praleidžiama tam tikro stiprumo elektros srovė. Jos sukurtas magnetinis laukas yra simetrinis ritės ašies atžvilgiu (286 pav.). Skriejančio pro tašką P elektrono greitį $\mathbf{v}$ ir magnetinio lauko stiprumą tame taške $\mathbf{H}$ galime išskaidyti atitinkamai dedamosiomis v_r ir H_r, statmenomis ritės ašiai AB, ir v_a ir H_a, lygiagretėmis su ta ašim. Abi greičio dedamosios kartu su atitinkamomis statmenomis magnetinio lauko stiprumo dedamosiomis ($v_r \perp H_a$ ir $v_a \perp H_r$) sukelia elektroną veikiančią jėgą, nukreiptą statmenai paveikslo plokštumai. Šiai jėgai veikiant gaunamo greičio tangentinė dedamoji yra statmena magnetinio lauko krypčiai. Išdavoje gauname atstojamąją jėgą, nukreiptą į ašį AB, ir elektrono trajektorija išsilenkia link ašies. Tokiu būdu, išlėkę elektronai iš taško A vėl susirenka taške B, kur ir gauname elektronų šaltinio A atvaizdą, kuris dėl tangentinės greičio dedamosios bus kiek persuktas. Kad magnetinis laukas būtų kiek galima siauresnis, palyginus su ritės skersmeniu, taigi, kad turėtume kaip galima plonesnį lęšį, ritę apvelkame geležiniu šarvu su siauru plyšeliu (287 pav.); tada elektronus veikia tik pro plyšį išbarstytas magnetinis laukas. „Trumpo“ (kurio plotis yra mažas, palyginus su nuotoliu tarp objekto ir jo atvaizdo) magnetinio lęšio židinio nuotolis, išreikštas centimetrais,

$$f\,(\mathrm{cm}) = 48{,}4\,\frac{\varphi\,(\mathrm{V})\,d\,(\mathrm{cm})}{I^2\,(\mathrm{A})\,n}\,F^2; \qquad (94{,}3)$$

čia φ yra elektronus pagreitinantis potencialas, I — elektros srovės stiprumas, d — ritės skersmuo, n — vijų skaičius, F — skaitinis koeficientas, priklausantis nuo plyšio bei antgalių formos ir



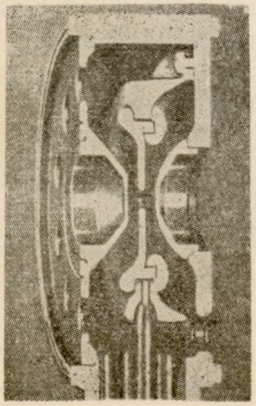
286 pav.



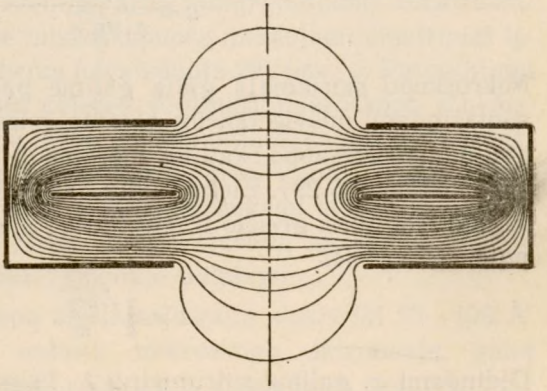
287 pav.

matmenų. Keisdami elektros srovės stiprumą, galime lengvai keisti magnetinio lęšio židinio nuotolį.

Glaudžiamajam elektriniam lęšiui gauti, paprastai, naudojamės plokščiu 3 plokštelių kondensatoriumi su maža angele centre. Abi išorinės plokštelės tarp savęs sujungtos. 288 pav. matome tokio lęšio konstrukciją, o 289 pav. pavaizduota tokio lęšio sudaryto elektrinio lauko vienodo potencialo paviršių konfigūra-

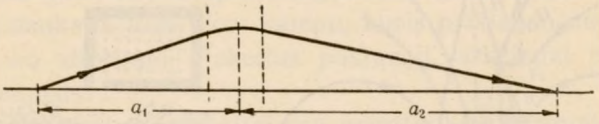


288 pav.



289 pav.

cija. Elektrinės jėgų linijos yra statmenos šiems paviršiams. Tolstant nuo ašies, jėgų linijų radialinis polinkis didėja. Be to, matyti, kad centre jėgų linijos vėl nukrypsta į išorę. Tokios konfigūracijos elektrinis laukas pasižymi glaudžiamojo lęšio ypatybėmis, nepriklausomai nuo įelektrinimo ženklo. Pastaruoju metu



290 pav.

abu išoriniai elektrodai daromi ne plokšti, bet kūginiai; tai pagerina sudarytus atvaizdus.

Trumpų elektrinių ir magnetinių lęšių formulė, nusakanti ryšį tarp objekto, jo atvaizdo ir židinio nuotolių a_1, a_2 ir f (209 pav.), išreiškiama taip pat, kaip ir šviesos geometrinėje optikoje (§ 16):

$$\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f}. \qquad (94,4)$$

§ 95. ELEKTRONINIAI MIKROSKOPAI

Elektronų banginės ypatybės labai plačiai naudojamos mikroskopijoje. Mikroskopų teorijoje išvedama, kad nuotolis tarp dviejų objekto taškų, kurių atvaizdus dar galime stebėti atskirtus, kitaip tariant, mikroskopo skiriamoji galia (29,6)

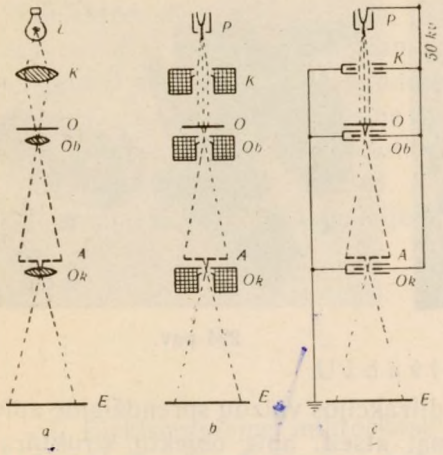
$$a = \frac{\lambda}{n \cdot \sin u}. \qquad (95,1)$$

Mikroskopo skiriamąją galią galime padidinti (a sumažinti), sumažindami nušviečiančios objektą šviesos bangos ilgį λ, arba padidinę mikroskopo skaitinę apertūrą $n \cdot \sin u$, naudodami imersijos sistemą (§ 29). Elektroninių bangų ilgis λ (92,3a) priklauso nuo elektronų greičio v, atseit, nuo elektronus pagreitinančio potencialo φ, nes

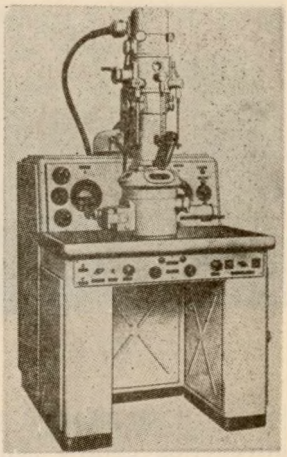
$$v = \sqrt{\frac{2e\varphi}{m}}.$$

Didindami φ, galime sutrumpinti λ. Taigi naudodami elektronines bangas objektams nušviesti, galime žymiai padidinti mikro-

skopo skiriamąją galią. Šiam tikslui gaminami *elektroniniai mikroskopai.* Pagal naudojamą elektroninę optiką jie skirstomi į 2 grupes: *magnetinius* ir *elektrostatinius.* Magnetiniuose elektroniniuose mikroskopuose naudojami magnetiniai lęšiai. Šių mikroskopų schemą pavaizduoja 291 pav., *b.* Elektroninės patrankė-



291 pav.



292 pav.

lės *P* emituotas elektronų pluoštas, suglaustas kondensoriaus *K*, krinta į tiriamąjį objektą *O* ir jį nušviečia. Išbarstyti objekto, jie praeina objektyvą *Ob*, kuris sudaro objekto atvaizdą *A*. Toliau elektronai praeina pro okuliarą *Ok* ir, jo suglausti, sudaro ekrane *E* arba fotoplokštelėje padidintą ir apverstą tiriamojo objekto atvaizdą, kurį stebime arba fotografuojame. Elektrostatiniuose elektroniniuose mikroskopuose naudojami elektriniai lęšiai; šių mikroskopų schema pavaizduota 291 pav., *c*. Palyginimui 291 pav., *a* pavaizduota šviesos (optinio) mikroskopo schema. Elektroninių mikroskopų lęšiai yra sumontuoti sandariame vamzdyje (292 pav.), iš kurio išsiurbiamas oras. Vamzdis pastatomas ant staliuko. Už vamzdžio spintoje surenkami elektroninei optikai maitinti elektrinis blokas ir oro siurblių agregatas (10^{-4}—10^{-5} tor eilės) vakuumui vamzdyje palaikyti.

Elektrinių mikroskopų skiriamoji galia siekia iki 10—100 Å, taigi toli pralenkia optinių mikroskopų skiriamąją galią (2000 Å). Aiškiems ir neiškraipytiems atvaizdams sudaryti ypač svarbu gauti visai monochromatinį, t. y. vienodo greičio elektro-

nų pluoštą, taigi pagreitinantis elektronus potencialas φ turi būti labai stabilus. 293 pav. matome MgO kristalų, o 294 pav.— bakterijos nuotraukas.

Šalia elektroninių mikroskopų moksliniams tyrimams naudojami *elektronografai*. Jais gauname elektronų difrakciją ir galime

293 pav.

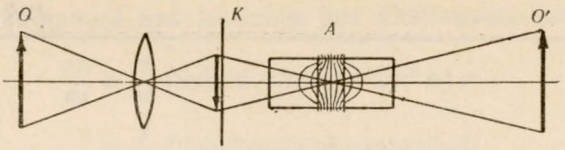
294 pav.

ją stebėti bei fotografuoti. Iš difrakcijos vaizdų sprendžiame apie difrakcijos centrų išsidėstymą, atseit, apie objektų struktūrą. Šiuolaikiniai elektroniniai mikroskopai, paprastai, aprūpinami ir papildomais įtaisais elektronų difrakcijos vaizdams gauti.

§ 96. ELEKTRONINIAI OPTINIAI ATVAIZDŲ UMFORMERIAI

Žmogus mato tik daiktus, kurie išspinduliuoja arba išbarsto regimąją (3 800—7 600 Å) šviesą. Nei ultravioletinių, nei infraraudonųjų mes nematome. Tačiau šie spinduliai, kritę į tai šviesai jautrų fotokatodą, sukelia fotoelektrinį efektą (§ 70). Ten kritę, objektų išbarstyti ultravioletiniai arba infraraudonieji spinduliai sudaro fotokatode neregimą tų objektų atvaizdą. Su fotokatodu sujungę elektroninę optinę sistemą, pastarosios ekrane galėsime stebėti šiaip neregimus vaizdus. Tokios sistemos vadinamos *elektroniniais optiniais vaizdo umformeriais;* jie šviesos optinį atvaizdą paverčia elektroniniu optiniu atvaizdu.

Elektroninio optinio umformerio schema pavaizduota 295 pav. Išbarstyti objekto *O* spinduliai, praėję pro lęšį, krinta į fotokatodą *K*, kur susidaro objekto optinis atvaizdas. Fotokatode šviesos spinduliai sukelia išorinį fotoefektą; iš labiau nušviestų fotokatodo vietų emituojama daugiau ir fotoelektronų. Emituoti



295 pav.

fotoelektronai, praėję elektrinį lęšį A, krinta į fluorescencijos ekraną; čia susidaro jau akimis regimas elektroninis optinis objekto O atvaizdas O'. Panaudoję elektroninį optinį vaizdo umformerį, galime matyti tamsoje spinduliuojančius bei išbarstančius infraraudonuosius spindulius arba rūke barstančius ultravioletinius spindulius daiktus. Elektroniniai optiniai umformeriai plačiai naudojami televizijoje (II dal. § 128).

Uždaviniai

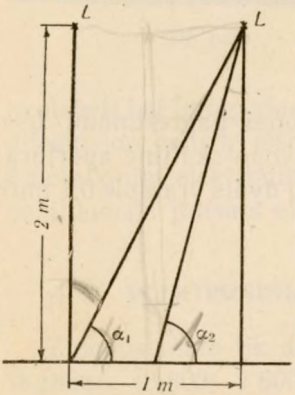
1. Elektroniniame mikroskope elektronai pagreitinami $U = 90$ kV įtampos. Kokia turi būti mikroskopo skaitinė apertūra, jei reikia stebėti objektą, kurio smulkmenų dydis yra apie 0,1 mμ?

UŽDAVINIŲ SPRENDIMAS

I skyrius

1. Pažymėkime spindulių kritimo į stalą kampus α_1 ir α_2 (296 pav.). Tada

a) apšviestumas po lempomis



296 pav.

$$E_1 = \frac{\Phi}{4\pi h^2} + \frac{\Phi}{4\pi (h^2 + l^2)} \cos \alpha_1 =$$

$$= \left(\frac{300}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 4} + \frac{300 \cdot 2}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 5 \sqrt{5}} \right) \text{lx} =$$

$$= 10{,}2 \text{ lx};$$

b) apšviestumas stalo tarp lempų

$$E_2 = 2 \frac{\Phi}{4\pi \left(h^2 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 \right)} \cos \alpha_2 =$$

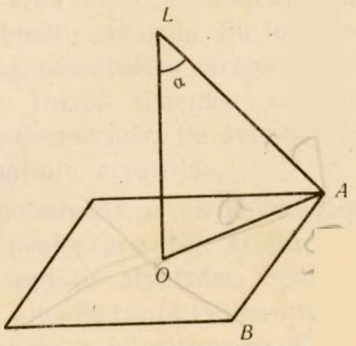
$$= \frac{300 \cdot 2}{4 \cdot 3{,}14 \ 4{,}25 \sqrt{4{,}25}} \text{lx} = 10{,}8 \text{ lx}.$$

2. Tegu $OL = h$, $LA = r$, $OA = a$ ir $\angle OLA = \alpha$ (297 pav.) Apšviestumas kambario kampuose

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha,$$

čia I yra elektros lempos šviesos stiprumas. Bet $r = \frac{a}{\sin \alpha}$, taigi

$$E = \frac{I}{a^2} \cos \alpha \sin^2 \alpha.$$



297 pav.

Kambario kampuose apšviestumas bus didžiausias, kai

$$\frac{dE}{d\alpha} = \frac{I}{a^2}(2\sin\alpha\cdot\cos^2\alpha - \sin^3\alpha) =$$

$$= \frac{I}{a^2}(2\cos^2\alpha - \sin^2\alpha)\sin\alpha = 0,$$

taigi, kai

$$2\cos^2\alpha - \sin^2\alpha = 0.$$

Iš čia

$$\frac{\sin^2\alpha}{\cos^2\alpha} = \operatorname{tg}^2\alpha = 2 = \frac{a^2}{h^2},$$

nes $\operatorname{tg}\alpha = \frac{a}{h}$; tokiu būdu, $h = \frac{a}{\sqrt{2}}$.
Įstatę skaitines reikšmes, gausime:

$$a = \frac{5}{\sqrt{2}} \text{ m} \quad \text{ir} \quad h = 2{,}5 \text{ m}.$$

3. Zuikelio šviesos stiprumas

$$I = k\frac{E\cdot d\sigma}{d\omega} = \frac{10\,000\cdot 10^{-4}\cdot 80\cdot 0{,}8}{3{,}14} \text{ cd} = 20{,}32 \text{ cd}.$$

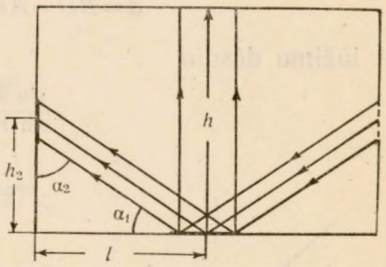
Lubų apšviestumas viršum

$$E_1 = \frac{I}{h^2} = \frac{20{,}32}{16} \text{ lx} = 1{,}27 \text{ lx};$$

b) pažymėkime spindulių krytimo kampus α_1 ir α_2 (298 pav.); sienos apšviestumas

$$E_2 = \frac{I}{h_2^2 + l^2}\cos\alpha_1\cdot\cos\alpha_2 =$$

$$= \frac{20{,}32\cdot 2{,}3}{13\cdot 3{,}6\cdot 3{,}6} \text{ lx} = 0{,}714 \text{ lx}.$$



298 pav.

II skyrius

1. Sferinio veidrodžio formulė, kuri sieja objekto ir jo atvaizdo nuotolius a_1 ir a_2 nuo veidrodžio, yra tokia:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{2}{R}.$$

Tiesinis didinimas $V=\mp\frac{a_2}{a_1}$; kai $V>0$, vaizdas yra menamas, o $V<0$ — tikras. Pritaikę šias formules, gauname:

a)

$$V=\frac{a_2}{a_1}=-2;\quad a_2=-2a_1$$

ir

$$\frac{1}{a_1}-\frac{1}{2a_1}=\frac{2}{R},$$

taigi

$$\frac{2-1}{2a_1}=\frac{2}{40}\text{ cm}\quad\text{ir}\quad a_1=10\text{ cm}.$$

b)

$$V=\frac{a_2}{a_1}=2;\quad a_2=2a_1,$$

taigi

$$\frac{1}{a_1}+\frac{1}{2a_1}=\frac{2}{R}\quad\text{ir}\quad\frac{2+1}{2a_1}=\frac{2}{40}\text{ cm};\quad a_1=30\text{ cm}.$$

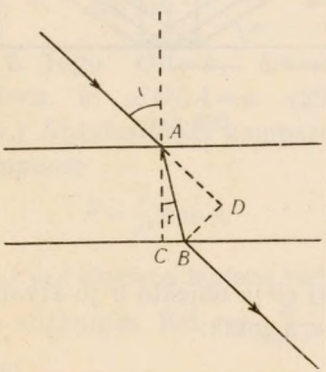
III skyrius

1. Spindulys, praeidamas plokštelę, paslinks nuotoliu (299 pav.)

$$d=BD=AB\cdot\sin(i-r).$$

Iš lūžimo dėsnio

$$\frac{\sin i}{\sin r}=n,$$



299 pav.

taigi

$$\sin r=\frac{\sin i}{n}=\frac{\sin 70^\circ}{1{,}5}=\frac{0{,}9397}{1{,}5}=$$

$$=0{,}6264$$

ir

$$r=38^\circ48'.$$

$$AB=\frac{AC}{\cos r}=\frac{10}{\cos 38^\circ48'}\text{ cm}=$$

$$=\frac{10}{0{,}8763}\text{ cm}=11{,}4\text{ cm}.$$

Tada

$$BD = AB \cdot \sin(i-r) = 11{,}4 \cdot \sin 31°12' \text{ cm} = 11{,}4 \cdot 0{,}5180 \text{ cm} \approx 6 \text{ cm}.$$

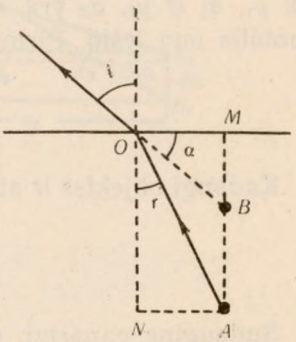
2. Pažymėkime $BM = h_1$; $AM = h$, $NA = OM = m$ (300 pav.). Iš paveikslo matyti: $h_1 = m \cdot \operatorname{tg}\alpha = m \cdot \operatorname{ctg} i$, o $\operatorname{tg} r = \frac{m}{h}$; taigi

$$h_1 = h \cdot \operatorname{tg} r \cdot \operatorname{ctg} i = h \frac{\sin r}{\cos r} \frac{\cos i}{\sin i} = \frac{h}{n} \frac{\cos i}{\cos r},$$

nes iš lūžimo dėsnio $\sin r = \frac{\sin i}{n}$.

Bet $\cos r = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}} = \frac{1}{n}\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$. Įstatę turėsime:

$$h_1 = \frac{h \cdot \cos i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} = \frac{0{,}5}{\sqrt{(1{,}33)^2 - (0{,}866)^2}} \text{ m} = 0{,}4896 \text{ m} \approx 0{,}49 \text{ m}.$$



300 pav.

3. a) $\sin i_k = \frac{1}{1{,}5} = 0{,}6666$,

$$i_k = 41°48'.$$

b) $\sin i_k = \frac{1{,}33}{1{,}5} = 0{,}8866$,

$$i_k = 62°27'.$$

4. Lęšio židinio nuotolis ore

$$f = \frac{}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)},$$

čia N yra lęšio santykinis lūžimo rodiklis. Lęšio židinių nuotolių santykis

$$\frac{f'}{f} = \frac{n-1}{\frac{n}{n'} - 1},$$

taigi

$$f' = f\frac{\frac{n-1}{n}}{\frac{n'}{n'}-1} = 10\frac{\frac{1,5-1}{1,5}}{\frac{1,3}{1,3}-1}\ \text{cm} = 10\frac{0,5}{0,113}\ \text{cm} = 44\ \text{cm}.$$

5. Objekto tiesinis skersinis didinimas

$$V = \frac{y_2}{y_1} = \frac{a_2}{a_1},$$

čia y_1, a_1 ir y_2, a_2 yra atitinkamai objekto ir atvaizdo ilgis ir nuotolis nuo lęšio. Pirmu kart

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{a}{y_1} = \frac{a_2}{a_1}.$$

Kadangi objektas ir atvaizdas yra sujungtiniai, tai antru kart

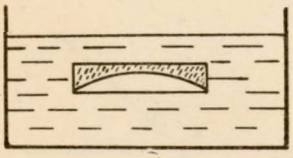
$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{b}{y_1} = \frac{a_1}{a_2}.$$

Sudauginę panariui, gauname:

$$\frac{ab}{y_1^2} = \frac{a_2}{a_1}\frac{a_1}{a_2} = 1$$

ir

$$y_1 = \sqrt{ab}.$$



301 pav.

6. Sistemos (301 pav.) židinio nuotolis

$$f = \frac{n_2 R}{n_1 - n},$$

čia n_1, n_2 ir n yra atitinkamai stiklo, vandens ir oro lūžimo rodikliai; $n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,33$ ir $n \approx 1$. Tada

$$f = \frac{n_2 R}{n_1 - 1} = \frac{1,33 \cdot 15}{1,5 - 1}\ \text{cm} = 38,5\ \text{cm}.$$

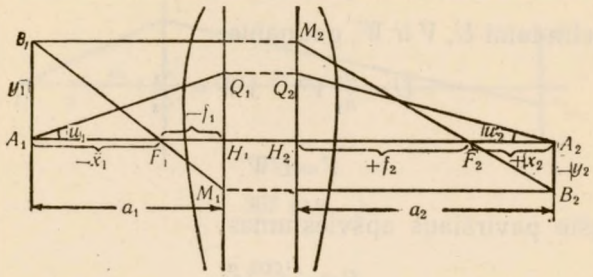
7. Pažymėkime (302 pav.): $A_1F_1 = -x_1$; $B_1A_1 = y_1$; $F_1H_1 = -f_1$; $A_1H_1 = -a$; $\angle H_1A_1Q_1 = -u_1$; $F_2A_2 = x_2$; $B_2A_2 = -y_2$; $H_2F_2 = +f_2$; $H_2A_2 = +a_2$; $\angle H_2A_2Q_2 = +u_2$.

Iš trikampių $A_1B_1F_1$ ir $F_1M_1H_1$ bei trikampių $M_2H_2F_2$ ir $F_2A_2B_2$ turime:

$$V=-\frac{y_2}{y_1}=\frac{x_2}{f_2}=\frac{f_1}{x_1},$$

iš čia

$$x_1\cdot x_2=f_1\cdot f_2,$$



302 pav.

o taipgi

$$\frac{f_1}{a_1}+\frac{f_2}{a_2}=1,$$

nes

$$x_1=a_1-f_1 \quad \text{ir} \quad x_2=a_2-f_2.$$

Iš trikampių $Q_1H_1A_1$ ir $Q_2H_2A_2$ turime paraksialiniams spinduliams:

$$a_1u_1=a_2u_2.$$

Pasinaudoję reiškiniais

$$(1+V)=\frac{a_2}{f_2} \quad \text{ir} \quad \left(1+\frac{1}{V}\right)=\frac{a_1}{f_1},$$

rasime:

$$f_1y_1u_1=-f_2y_2u_2.$$

Panaudoję sinusų lygybę (15,11)

$$n_1u_1y_1=n_2u_2y_2,$$

randame

$$\frac{f_1}{f_2}=-\frac{n_1}{n_2}.$$

8. Iš ryšio $x_1x_2=f_1f_2$ (7 užd.)

$$x_1\cdot\Delta x_2+x_2\cdot\Delta x_1=0$$

arba

$$U=\frac{\Delta x_2}{\Delta x_1}=-\frac{x_2}{x_1}=-\frac{f_1 f_2}{x_1^2}=-\frac{x_2^2}{f_1 f_2}=-V^2\frac{f_2}{f_1}=\frac{n_2}{n_1}V^2,$$

nes

$$V=\frac{x_2}{f_2}=\frac{f_1}{x_1}\quad\text{ir}\quad\frac{f_2}{f_1}=-\frac{n_2}{n_1}.$$

Sugretindami U, V ir W, gauname:

$$U=\frac{n_2}{n_1}V^2;\quad VW=\frac{n_1}{n_2}$$

ir

$$V=UW.$$

9. Lęšio paviršiaus apšviestumas

$$E=\frac{I\cdot\cos\alpha}{l^2},$$

α — spindulių kritimo kampas. Šiuo atveju kritimo kampas keisis nuo 0° (centrinių spindulių kritimo kampas) iki kai kurio kampo α, kurio dydis priklausys nuo lęšio apertūros. Kai apertūra maža, galime laikyti $\alpha\approx 0$, ir $\cos\alpha\approx 1$. Tada lęšio paviršiaus apšviestumas

$$E=\frac{I}{l^2}.$$

Krintantieji į lęšį spinduliai nušviečia šviesų skritulėlį, kurio diametrą galime taip surasti. Šviesos šaltinio atvaizdo nuotolį a_2 nuo lęšio nustatome iš lęšio formulės.

$$\frac{1}{a_2}+\frac{1}{a_1}=\frac{1}{f},$$

taigi

$$\frac{1}{a_2}=\frac{1}{f}-\frac{1}{a_1}=\left(\frac{1}{20}-\frac{1}{30}\right)\text{cm}^{-1}=\frac{1}{60}\text{ cm}^{-1}$$

ir $a_2=60$ cm. Taigi nuotolis tarp šaltinio atvaizdo ir ekrano $l=(80-60)$ cm$=20$ cm. Pažymėkime lęšio apertūros radiusą r_1, o skritulėlio — r_2. Iš 303 pav. matyti, kad

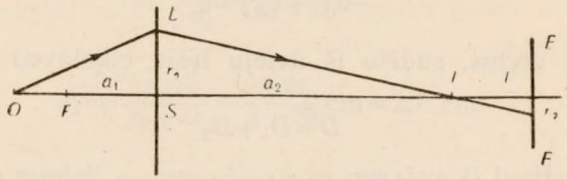
$$r_1 : r_2=a_2 : l=60 : 20=3.$$

Lęšio ir skritulėlio paviršių plotų S_1 ir S_2 santykis yra lygus:

$$S_1 : S_2=\pi r_1^2 : \pi r_2^2=9.$$

Taigi praėję pro lęšį spinduliai susirenka 9 kartus mažesniame plote, atseit šviesaus skritulėlio apšviestumas turi būti tiek kartų stipresnis. Tokiu būdu skritulėlio apšviestumas

$$E_s = 9E = \frac{9 \cdot 15}{(0{,}33)^2}\ \text{cd} = 1350\ \text{cd}.$$



303 pav.

IV skyrius

1. Lygiagrečių spindulių chromatinė aberacija yra lygi lęšio židinio vidutiniam nuotoliui, padaugintam iš santykinės dispersijos, taigi

$$f_C - F_G = \frac{n_G - n_C}{n_D - 1} f.$$

Vidutinis lęšio židinio nuotolis

$$f = \frac{1}{(n_D - 1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)} = \frac{R}{2(n_D + 1)} =$$

$$= \frac{981{,}4}{2 \cdot 0{,}6126}\ \text{mm} = 801\ \text{mm}.$$

Tada lęšio išilginė chromatinė aberacija

$$\frac{n_G - n_C}{n_D - 1} = \frac{0{,}01639}{0{,}6126}\ 801\ \text{mm} = 21{,}4\ \text{mm}.$$

2. Lęšių achromatizacijos sąlygą taip išreiškiame (24,1):

$$\delta\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{\delta n}{n-1}\frac{1}{f} = 0.$$

Mūsų atveju

$$\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}\frac{1}{f_1} + \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}\frac{1}{f_2} = 0$$

arba, kadangi

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C},$$

$$\frac{1}{\nu_1}\frac{1}{f_1} + \frac{1}{\nu_2}\frac{1}{f_2} = 0,$$

vadinasi,

$$\nu_1 f_1 + \nu_2 f_2 = 0. \qquad (1)$$

Antra vertus, sudėto iš dviejų lęšių objektyvo laužiamoji galia

$$D = D_1 + D_2$$

arba

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2},$$

taigi

$$\frac{f_1 + f_2}{f_1 f_2} = \frac{1}{f}. \qquad (2)$$

Iš lygčių (1) ir (2) surandame:

$$\frac{1}{f_1}\left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right) = \frac{1}{f},$$

$$f_1 \approx 0{,}37 \text{ m}.$$

ir

$$f_2 = -\frac{\nu_1 f_1}{\nu_2} \approx -0{,}60 \text{ m}.$$

Pirmojo, dvigubai išgaubto lęšio paviršių kreivumo radiusas

$$R_1 = 2(n_D - 1) f_1 \approx 38 \text{ cm},$$

o plokščiai išgaubto

$$R_2 = (n_D - 1) f_2 \approx 37 \text{ cm};$$

taigi apytikriai

$$R_1 \approx R_2.$$

V skyrius

1. Padėjus stiklo plokštelę, spindulių optinis kelias pakitės dydžiu $d(n-1)$, o jų geometrinis kelias

$$\frac{d(n-1)}{n} = \frac{6 \cdot 0{,}5}{1{,}5} \text{ mm} = 2 \text{ mm}.$$

2. Susidariusio mikroskope tarpinio objekto atvaizdo nuotolį a_2' nuo okuliaro surasime iš lygties

$$\frac{1}{a_2'} - \frac{1}{D} = \frac{1}{f_2},$$

taigi

$$\frac{1}{a_2'} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{D}.$$

Iš čia

$$a_2' = \frac{f_2 D}{f_2 + D} = \frac{3 \cdot 25}{3 + 25} \text{ cm} = 2{,}7 \text{ cm}.$$

Objekto nuotolį a_1 nuo objektyvo nusakys ši lygtis:

$$\frac{1}{f_1} - \frac{1}{a_2} = -\frac{1}{a_1}$$

arba

$$a_1 = \frac{f_1 a_2}{a_2 - f_1},$$

čia $a_2 = \Delta - a_2' = 17{,}3$ cm.

$$a_1 = \frac{17{,}3}{16{,}3} \text{ cm} = 1{,}062 \text{ cm}.$$

Mikroskopo didinimas

$$V = \frac{\Delta D}{f_1 f_2} = \frac{20 \cdot 25}{3} = 166 \text{ kartų}.$$

VI skyrius

1. Atsispindėjusių nuo plėvelės priešakinės ir užpakalinės sienelių spindulių eigos skirtumas

$$\Delta l = 2nh \cdot \cos \alpha + \frac{\lambda}{2}.$$

Stipriausią šviesą turėsime tada, kai

$$2nh \cdot \cos \alpha + \frac{\lambda}{2} = m\lambda;$$

iš čia

$$h = \frac{\lambda\left(m - \frac{1}{2}\right)}{2n \cdot \cos \alpha} = \frac{500 \cdot 59}{4 \cdot 1{,}33 \cdot 0{,}82} \text{ m}\mu = 6750 \text{ m}\mu = 6{,}75 \ \mu.$$

2. m-jo tamsaus žiedo radiusas $r_m = \sqrt{mR\lambda}$. Tada $(m+10)$-jo $r_m + 0{,}7 = \sqrt{(m+10)R\lambda}$ ir $(m+20)$-jo $r_m + 1{,}1 = \sqrt{(m+20)R\lambda}$. Pakėlę kvadratu ir atėmę r_m^2 iš $(r_m+0{,}7)^2$ bei $(r_m+1{,}1)^2$, gausime tokias 2 lygtis:

$$1{,}4r_m + 0{,}49 = 10\lambda R$$

ir

$$2{,}2r_m + 1{,}21 = 20\lambda R.$$

Panaikinę iš jų r_m, gausime:

$$22\lambda R - 1{,}078 + 1{,}694 = 28\lambda R,$$

iš čia

$$R = \frac{,616}{6 \cdot 589 \cdot 10^{-6}}\ \text{mm} = 175\ \text{mm}.$$

3. Kad gautume atsispindėjusių nuo sluoksnio viršutinės ir apatinės sienelės spindulių visišką interferenciją, jų šviesos stiprumai turi būti beveik lygūs, o jų eiga turi skirtis $\frac{\lambda}{2}$.

Pažymėkime šviesos atspindžio koeficientą nuo skaidrinančios medžiagos bei stiklo paviršių ϱ_x ir ϱ, o tos medžiagos lūžimo rodiklį n_x. Tada

$$\varrho_x^2 = \frac{(n_x - 1)^2}{(n_x + 1)^2} \text{ ir } \varrho = \frac{(n - n_x)^2}{(n + n_x)^2}.$$

Šias lygtis prilyginę, surandame n_x:

$$n_x = \sqrt{n} = \sqrt{1{,}5} \approx 1{,}2.$$

Atsispindėjusių nuo sluoksnio viršutinės ir apatinės sienelės spindulių eigos skirtumas yra lygus $2hn_x \cos r$, čia h yra sluoksnio storis.

Interferenciją gausime tada, kai

$$2hn_x \cos r = \frac{\lambda}{2}.$$

Krintant spinduliams stačiai, $\cos r \approx 1$; taigi

$$h = \frac{\lambda}{4n_x} = \frac{6000}{4{,}8}\ \text{Å} = 1250\ \text{Å}.$$

4. Saulės spindulių energijos tankis, išreikštas ergais,

$$u = \frac{2 \cdot 4{,}19 \cdot 10^7\ \text{erg}}{60 \cdot 3 \cdot 10^{10}\ \text{cm}^3}.$$

Elektromagnetinės bangos energijos tankis

$$\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi}.$$

Kadangi bangoje elektrinio ir magnetinio vektoriaus maksimumai yra pasistūmę per $\frac{\lambda}{4}$ arba $\frac{\pi}{2}$, tai kai **H** yra didžiausias, E=0. Tada

$$u = \frac{\mu H^2}{8\pi}.$$

Bet $\mu \approx 1$. Tuomet

$$H = \sqrt{8\pi u} = \sqrt{\frac{210{,}5 \cdot 10^7}{180 \cdot 10^{10}}}\ CGSE_H =$$

$$= 3{,}4 \cdot 10^{-2}\ CGSE_H.$$

VII skyrius

1. Iš Brego-Vulfo formulės

$$2d \sin \vartheta = m\lambda$$

surandame λ ($m=1$):

$$\lambda = 2d \sin \vartheta = 2 \cdot 3{,}04 \cdot 10^{-8} \sin 2°36' \text{ cm} =$$
$$= 2 \cdot 3{,}04 \cdot 10^{-8} \cdot 0{,}0454 \text{ cm} = 0{,}276 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Fotono energija $h\nu$ turi būti lygi sužadinančio rentgeno spindulių elektrono energijai eU, taigi

$$h\nu = eU;$$

iš čia

$$U = \frac{h\nu}{e} = \frac{hc}{e\lambda} = 150\ CGSE = 45\,000 \text{ V} = 45 \text{ kV}.$$

2. Difrakcinės gardelės skiriamoji galia

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN;$$

čia N yra visas gardelės rėžių skaičius. Taigi gardelės plotis

$$d = \frac{N}{n} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}\frac{1}{mn} = \frac{5893}{6}\frac{1}{2 \cdot 50} \text{ mm} = 9{,}82 \text{ mm}.$$

3. a) Gardelės rėžių skaičius

$$N = \frac{3 \cdot 10^4}{3} = 10^4.$$

Skiriamoji gardelės galia 2-os eilės spektre

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 2 \cdot 10^4.$$

b) Iš pastarosios lygties

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot 10^4} = \frac{5000}{20\,000}\ \text{Å} = 0{,}25\ \text{Å}.$$

Taigi tokia gardelė gali išskirti besiskiriančias $\Delta\lambda = 0{,}25$ Å spektro linijas.

4. Spindulys F, praeidamas pro vieną prizmę, nukrypsta kampu φ, kuris išskaičiuojamas iš formulės

$$n = \frac{\sin\frac{\varphi + \gamma}{2}}{\sin\frac{\gamma}{2}}.$$

Lūžimo rodiklis $n_F = 1{,}6361$. Įstatę duomenis gauname

$$\varphi = 49°48'.$$

Praėję pro 3 prizmes spindulys F nukryps

$$\varphi_1 = 3\varphi_1' = 149°24'.$$

Panašiai surandame ir spindulio D nukrypimą, praėjus pro prizmes:

$$\varphi_2' = 48°36' \quad \text{ir} \quad \varphi_2 = 3\varphi_2' = 145°40'.$$

Tokiu būdu

$$\delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 149°24' - 145°40' = 3°44' = 6{,}51 \cdot 10^{-2}\ \text{rad},$$

o

$$\delta\lambda = 5893\ \text{Å} - 4861\ \text{Å} = 1032\ \text{Å}.$$

Taigi spektrografo kampinė dispersija

$$D^* = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{6{,}51 \cdot 10^{-2}}{1032} = \frac{\text{rad}}{\text{Å}} = 6{,}3 \cdot 10^{-5}\ \frac{\text{rad}}{\text{Å}}$$

Tiesinė spektrografo dispersija

$$D=\frac{\delta s}{\delta\lambda}=fD^*=250\cdot 6{,}3\cdot 10^{-5}\,\frac{\text{mm}}{\text{Å}}=$$

$$=1575\cdot 10^{-5}\,\frac{\text{mm}}{\text{Å}}\approx 1{,}6\cdot 10^{-2}\,\frac{\text{mm}}{\text{Å}}.$$

5. Bangų skaičius $\nu_0=\frac{1}{\lambda}$; tuomet

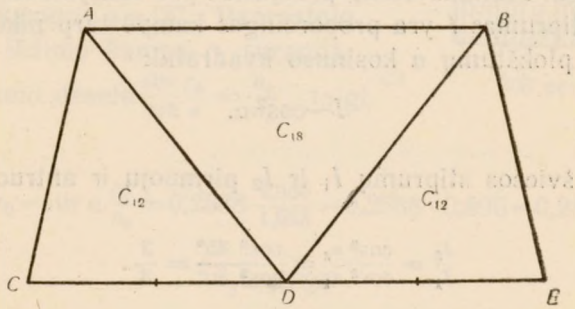
$$|\Delta\nu_0|=\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2};$$

iš čia spektro linijų bangų ilgių skirtumas

$$\Delta\lambda=\Delta\nu_0\cdot\lambda^2.$$

Kad jas išskirtų, spektrografo mažiausia skiriamoji galia turi būti

$$A=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=\frac{\lambda}{\Delta\nu_0\,\lambda^2}=\frac{1}{\Delta\nu_0\cdot\lambda}=\frac{1}{30\cdot 4358{,}3}\,8\cdot 10^2=800.$$



304 pav.

6. Prizmės skiriamoji galia

$$A=b\,\frac{dn}{d\lambda},$$

čia b yra prizmės pagrindo ilgis, $\frac{dn}{d\lambda}$ — prizmės medžiagos dispersija. Flintstiklo C_{18} prizmės ABD skiriamoji galia

$$A_{18}=AB\,\frac{n_F-n_D}{\lambda_D-\lambda_F}=7\cdot\frac{0{,}01975}{(5890-4861)\cdot 10^{-8}}=$$

$$=7\cdot 1{,}9\cdot 10^3=13{,}3\cdot 10^3=13\,300.$$

Kronstiklo C_{12} prizmės ACD (arba BDE) skiriamoji galia

$$A_{12}=CD\frac{n_F-n_D}{\lambda_D-\lambda_F}=4{,}5\,\frac{0{,}00619}{(5890-4861)\cdot 10^{-8}}=$$

$$=4{,}5\cdot 0{,}6\cdot 10^3=2{,}7\cdot 10^3=2700.$$

Tokiu būdu, Rezerfordo prizmės skiriamoji galia

$$A=A_{18}-2A_{12}=13\,300-2\cdot 2700=7900.$$

VIII skyrius

1. Iš Briusterio dėsnio

$$\operatorname{tg} i_p=n=\frac{n_s}{n_v}=\frac{1{,}5}{1{,}33}=1{,}2030$$

ir

$$i_p=50°16'.$$

2. Pagal Maliaus dėsnį, praėjusios pro sukryžiuotus nikolius šviesos stiprumas I yra proporcingas kampo tarp nikolių poliarizacijos plokštumų α kosinuso kvadratui:

$$I\sim\cos^2\alpha.$$

Taigi šviesos stiprumų I_1 ir I_2 pirmuoju ir antruoju atveju santykis:

$$\frac{I_2}{I_1}=\frac{\cos^2\alpha_2}{\cos^2\alpha_1}=\frac{\cos^2 45°}{\cos^2 30°}=\frac{2}{3}.$$

Atseit, šviesos stiprumas susilpnės santykiu 3 : 2.

3. Kad geltonosios šviesos paprastojo ir nepaprastojo spindulių eigos skirtumas būtų lygus $\frac{\lambda}{4}$, jie turi praeiti storio

$$l=\frac{\lambda}{4(n_e-n_0)}=\frac{5893}{4(1{,}553-1{,}544)}\text{ Å}=$$

$$=1637\cdot 10^2\approx 1{,}64\cdot 10^{-2}\text{ mm}$$

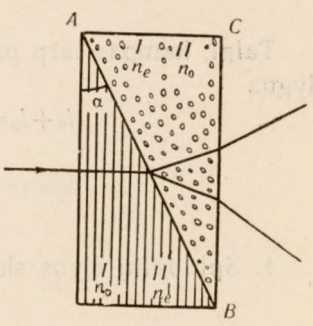
plokštelę. Bet 1 mm dydis $1{,}64\cdot 10^{-2}$ mm tilps 60 kartų (liekana 0,006), taigi, praėjus geltonajai šviesai 0,984 mm storio plokštelę, susidarys spindulių eigos skirtumas $60\cdot\frac{\lambda}{4}=15\,\lambda$.

Praėjusios pro tokią plokštelę violetinės šviesos paprastojo ir nepaprastojo spindulių eigos skirtumas bus lygus $(n_e - n_0)l$, taigi jame tilps viso

$$\frac{(n_e - n_0)l}{\frac{\lambda}{4}} = \frac{4(n_e - n_0)l}{\lambda} = \frac{4(1{,}568 - 1{,}558)\cdot 0{,}984}{4\cdot 10^{-4}} = 98{,}4$$

bangos ketvirtadalių ir violetinė šviesa virs elipsiškai poliarizuota šviesa.

4. Padėjus pirmąją plokštelę tarp sukryžiuotų nikolių, regimasis laukas nušvis; lauko apšviestumas nepasikeis, sukant plokštelę aplink spindulių sklidimo kryptį. Padėjus antrąją plokštelę tarp nikolių, tiesiškai poliarizuota šviesa, praėjusi plokštelę, virs elipsiškai poliarizuota. Sukant plokštelę, lauko apšviestumas keisis.



305 pav.

5. Paprastasis ir nepaprastasis spindulys krinta į skiriamąjį paviršių AB kampu $\alpha = 15°$. Paprastojo spindulio lūžimo kampą r_0 suranda-me iš lūžimo dėsnio $\frac{\sin r_0}{\sin \alpha} = \frac{n_e}{n_0}$, taigi

$$\sin r_0 = \sin \alpha \frac{n_e}{n_0} = 0{,}2588 \frac{1{,}486}{1{,}658} = 0{,}2588 \cdot 0{,}896 = 0{,}2317$$

ir

$$r_0 = 13°24'.$$

Nepaprastojo spindulio lūžimo kampas r_e,

$$\sin r_e = \sin \alpha \frac{n_0}{n_e} = 0{,}2588 \cdot \frac{1{,}658}{1{,}486} = 0{,}2588 \cdot 1{,}117 = 0{,}2899$$

ir

$$r_e = 16°52'.$$

Paprastasis spindulys krinta į sienelę CB kampu

$$r_0' = 15° - 13°24' = 1°36',$$

o nepaprastasis

$$r_e' = 16°52' - 15° = 1°52'.$$

Pirmojo spindulio lūžimo kampo i_0 išeinant iš prizmės

$$\sin i_0 = n_e \cdot \sin r_0' = 1{,}486 \cdot \sin 1°36' =$$
$$= 1{,}486 \cdot 0{,}0279 = 0{,}0415$$

ir

$$i_0 = 2°24',$$

o antrojo

$$\sin i_e = n_0 \cdot \sin r_e' = 1{,}658 \cdot \sin 1°52' =$$
$$= 1{,}658 \cdot 0{,}0324 = 0{,}0437$$

ir

$$i_e = 2°30'.$$

Taigi, kampas tarp paprastojo ir nepaprastojo spindulių yra lygus

$$i_0 + i_e = 2°24' + 2°30' = 4°54'.$$

IX skyrius

1. Spindulių eigos skirtumas, išreikštas bangos ilgiu

$$\frac{\delta}{\lambda} = BlE^2;$$

čia E yra elektrinio lauko stiprumas.

$$\frac{\delta}{\lambda} = 2 \cdot 10^{-5} \cdot 5 \cdot \frac{6000}{300 \cdot 0{,}1} = 4$$

arba

$$\delta = 4\lambda.$$

Įtampai didėjant nuo nulio iki maksimumo eigos skirtumas pakinta 4 bangos ilgiais. Per 1 periodą eigos skirtumas pasidaro lygus bangos ilgiui (arba kartotinis jam) 16 kartų. Todėl šviesos nutraukimų skaičius per 1 s

$$n = 10^7 \cdot 16 = 1{,}6 \cdot 10^8.$$

X skyrius

1. Poliarizacijos plokštumos pasukimo kampas

$$\varphi = \alpha d,$$

kad šviesa nepraeitų pro analizatorių, poliarizacijos plokštuma turi būti pasukta kampu $\varphi=90°$, tada kristalo plokštelės storis

$$d=\frac{\varphi}{\alpha}=\frac{90}{20}\,\text{mm}=4{,}5\ \text{mm}.$$

2. Spektrografo skiriamoji galia

$$A=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}.$$

O spektro linijos skilimas H stiprumo magnetiniame lauke

$$\Delta\lambda=a\lambda^2H,$$

čia $a=4{,}67\cdot10^{-5}\ \text{cm}^{-1}\ \text{Oe}^{-1}$. Taigi

$$A=\frac{\lambda}{a\lambda^2H}=\frac{1}{a\lambda H}=\frac{1}{4{,}67\cdot10^{-5}6563\cdot10^{-8}10000}=3{,}26\cdot10^{8}.$$

XI skyrius

1. a) Bangos ilgio pakitimas

$$\Delta\lambda=\frac{h}{mc}(1-\cos\varphi)=2\cdot0{,}0242\ \text{Å}=0{,}0484\ \text{Å}.$$

Taigi išbarstytų rentgeno spindulių bangos ilgis

$$\lambda=(0{,}124+0{,}0484)\ \text{Å}=0{,}172\ \text{Å}.$$

b) Atatrankos elektrono greitis

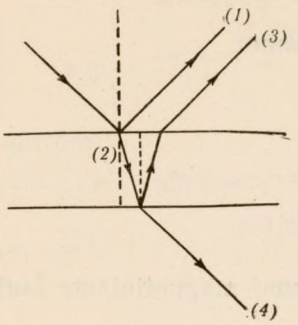
$$v=2\frac{h\nu}{mc}\sin\frac{\varphi}{2}=\frac{2\cdot6{,}652\cdot10^{-27}}{9\cdot10^{-28}0{,}124\cdot10^{-8}}\frac{\text{cm}}{\text{s}}=$$

$$=11{,}6\cdot10^{9}\frac{\text{cm}}{\text{s}}\approx12\cdot10^{9}\frac{\text{cm}}{\text{s}}.$$

Jo kinetinė energija yra lygi

$$\frac{1}{2}mv^2=\frac{1}{2}9\cdot10^{-28}\cdot144\cdot10^{18}\ \text{erg}=64\cdot10^{9}\ \text{erg}.$$

XII skyrius



306 pav.

1-mas spindulys visiškai poliarizuotas; jo šviesos stiprumas yra 0,1.

2-ojo spindulio šviesos stiprumas sudaro 0,9 pirminio stiprumo. Šiame spindulyje, jam lūžus, turime 0,8 dalis natūralios ir 0,1 visiškai poliarizuotos šviesos.

3-ias spindulys visiškai poliarizuotas; jo stiprumas lygus $0{,}8 \cdot 0{,}1 = 0{,}08$.

4-tas spindulys iš dalies poliarizuotas; poliarizuota šviesa sudaro 0,18, o natūrali 0,64.

XIV skyrius

1. Šviesa išnyksta, kai dantratis pasisuka kampu

$$\alpha = \frac{2\pi}{n} = \frac{6{,}28}{720}\ \text{rad} = 0{,}00857\ \text{rad}.$$

Šviesa išnykdavo kampiniam greičiui padidėjus

$$\omega_2 - \omega_1 = (457 - 326)\ \text{rad/s} = 131\ \text{rad/s},$$

arba

$$\omega_3 - \omega_2 = (588 - 457)\ \text{rad/s} = 131\ \text{rad/s},$$

arba

$$\omega_4 - \omega_3 = (719 - 588)\ \text{rad/s} = 131\ \text{rad/s}.$$

Tiek padidėjus dantračio kampiniam greičiui, dantratis pasisuka per tą patį laiką didesniu kampu ir kampo padidėjimas yra $\alpha = 0{,}00875$ rad., taigi

$$\alpha = (\omega_2 - \omega_1)t = (\omega_3 - \omega_2)t = (\omega_4 - \omega_3)t;$$

iš čia

$$t = \frac{\alpha}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{0{,}00875}{131}\ \text{s} = 6{,}6 \cdot 10^{-5}\ \text{s}.$$

Taigi šviesos greitis

$$c=\frac{2l}{t}=\frac{20\cdot10^5}{6{,}6\cdot10^{-5}}\frac{\text{cm}}{\text{s}}=3\cdot10^{10}\frac{\text{cm}}{\text{s}}.$$

2. Bangų grupinis greitis

$$g=u-\lambda\frac{du}{d\lambda}.$$

a)

$$\frac{du}{d\lambda}=-\frac{k}{\lambda^2}$$

ir

$$g=\frac{k}{\lambda}+\lambda\frac{k}{\lambda^2}=\frac{2k}{\lambda}.$$

b)

$$\frac{du}{d\lambda}=-\frac{k}{2\sqrt{\lambda^3}}$$

ir

$$g=\frac{k}{\sqrt{\lambda}}+\lambda\frac{k}{2\sqrt{\lambda^3}}=\frac{3}{2}\frac{k}{\sqrt{\lambda}}.$$

3. a) Prizmės skiriamoji galia

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=b\frac{dn}{d\lambda}.$$

Kanalinių spindulių bangos ilgio pakitimas

$$\Delta\lambda_C=\lambda_C\frac{v}{c}.$$

Iš pirmos lygties

$$\Delta\lambda_C=\frac{\lambda_C}{b\frac{dn}{d\lambda}}=\frac{6563\,(6563-4861)\cdot10^{-6}}{5\cdot0{,}02743}\text{ cm}=$$

$$=0{,}8\cdot10^{-8}\text{ cm}=0{,}8\text{ Å}.$$

Iš antros lygties

$$\Delta\lambda_C=6563\cdot\frac{5\cdot10^7}{3\cdot10^{10}}\text{ Å}=10{,}5\text{ Å}.$$

Galima stebėti.

b) Difrakcinės gardelės skiriamoji galia

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=Nm,$$

čia N — rėžių skaičius gardelėje, m — spektro eilė. Paimkime $m=1$, tada

$$N=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=\frac{6563}{10{,}5}\approx 625.$$

4. Doplerio efekto spektro linijos išplėtimas

$$\Delta\lambda=\pm\lambda\frac{v}{c},$$

čia v — yra vandenilio atomų šiluminio judėjimo greitis,
c — šviesos sklidimo greitis.
Dujų atomų šiluminio judėjimo energija

$$\frac{1}{2}mv^2=\frac{3}{2}kT,$$

čia m — vandenilio masė, $m=1{,}672\cdot 10^{-24}$ g,
k — Bolcmano konstanta, $k=1{,}38\cdot 10^{-16}$ erg. laip^{-1} mol^{-1},
T — dujų temperatūra Kelvino skalėje, $T=323°$ K,
taigi

$$v=\sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Tokiu būdu,

$$\Delta\lambda=\pm\lambda\frac{v}{c}=\pm\frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Įstatę duomenis, gauname:

$$\Delta\lambda=\frac{6563\ 10^{-8}}{3\cdot 10^{10}}\sqrt{\frac{3\cdot 1{,}38\ 10^{-16}\cdot 323}{1{,}672\cdot 10^{-24}}}\ \text{cm}=$$

$$=\frac{6563\cdot 10^{-8}}{3\cdot 10^{10}}28{,}25\cdot 10^{4}\approx 0{,}62\cdot 10^{-8}\ \text{cm}.$$

Spektro linija išplis į abi puses simetriškai, taigi spektro linijos išplitimas

$$\Delta\lambda=2\cdot 0{,}62\cdot 10^{-8}\ \text{cm}=1{,}24\ \text{Å}.$$

XVI skyrius

1. Ertmės sienelių absorbcijos koeficientas

$$A=1-\varrho\frac{\pi d^2}{4\pi D^2}=0{,}999;$$

kai $\varrho=0{,}4$, $d\approx\frac{D}{10}$, kai $\varrho=1$,

$$d=\frac{D}{16}.$$

2. Pagal Stefano—Bolcmano dėsnį spinduliuojamoji energija (spinduliuojamos energijos tankis)

$$E=\sigma T^4.$$

Spinduliuojamų energijų santykis

$$\frac{E_2}{E_1}=\frac{T_2^4}{T_1^4}=\frac{(1875)^4}{(1800)^4}=1{,}17.$$

3. Absoliučiai juodo kūno išspinduliuotą paviršiaus ploto vieneto per 1 s energiją nusako Stefano—Bolcmano dėsnis:

$$E=\sigma T^4,$$

čia $\sigma=5{,}672\cdot10^{-12}\ \frac{\text{W}}{\text{cm}^2\,\text{laip}^4}$. Siūlelio paviršiaus 1 cm² išspinduliuojama energija lygi $\frac{P-P_1}{\pi ld}$, o jo absoliuti temperatūra

$$T=\sqrt[4]{\frac{P-P_1}{\sigma\pi ld}}.$$

Pagal Vino dėsnį

$$\lambda_m T=b,$$

$b=0{,}2897$ cm. laip., taigi

$$\lambda_m=b\sqrt[4]{\frac{\sigma\pi ld}{P-P_1}}.$$

Įstatę duomenis ir išskaičiavę, gauname

$$\lambda_m=0{,}2897\sqrt[4]{\frac{5{,}672\cdot10^{-12}\cdot2{,}14\cdot10\cdot0{,}033}{(25-2)\cdot10^7}}\ \text{cm}=$$
$$=1{,}13\cdot10^{-4}\ \text{cm}=1{,}13\ \mu.$$

4. Pažymėkime dalelės radiusą r, Saulės paviršiaus kreivumo radiusą — R_s, dalelės nuotolį nuo Saulės — R. Dalelė absorbuoja Saulės išspinduliuojamo galingumo dalį

$$P_1=\pi r^2\sigma T_s^4\left(\frac{R_s}{R}\right)^2,$$

o ji išspinduliuoja visomis kryptimis galingumą

$$P_2 = 4\pi r^2 \sigma T^4.$$

Nusistovėjus šiluminei pusiausvyrai $P_1 = P_2$, taigi tada

$$\pi r^2 \sigma T_s^4 \left(\frac{R_s}{R}\right)^2 = 4\pi r^2 \sigma T^4.$$

Iš čia

$$T = T_s \sqrt[2]{\frac{R_s}{2R}} \approx 400°\text{K}.$$

XVII skyrius

1. Elektroninių bangų ilgis

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

Bet

$$v = \sqrt{\frac{eU}{150m}},$$

taigi

$$mv = \sqrt{\frac{eUm}{150}}.$$

Tuomet

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{\frac{eUm}{150}}} = \frac{6{,}625 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{\frac{4{,}8 \cdot 10^{-10} \cdot 90 \cdot 10^3 \cdot 9 \cdot 10^{-28}}{150}}} \text{ cm} =$$

$$= \frac{6{,}625 \cdot 10^{-27}}{16{,}1 \cdot 10^{-18}} \text{ cm} = 0{,}41 \cdot 10^{-9} \text{ cm}.$$

Mikroskopo skiriamoji galia

$$A = \frac{\lambda}{n \cdot \sin \alpha};$$

čia $n = 1$; taigi

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{A} = \frac{0{,}41 \cdot 10^{-9}}{10^{-7}} = 0{,}41 \cdot 10^{-2}$$

ir

$$\alpha = 14',1.$$

DALYKŲ RODYKLĖ

A

aberacija 71
— chromatinė 76
— sferinė 71
— šviesos 269
Abės imersija 72
— invariantas 54
— skaičius 76
absoliučiai juodas kūnas 296
absorbcija 187
absorbcijos koeficientas 188
— konstanta 188
— pajėgumas 295
achromatinė prizmė 77
— sistema 77
adaptacija 91
akis, afakinė 89
— ametropinė 84
— astigmatinė 87
— emetropinė 83
— normali 84
— redukuota 82
— tolregė (hipermetropinė) 84
— trumparegė (miopinė) 84
akloji dėmė 91
akomodacija 81
aktyvatorius 265
ametropija 83
anastigmatas 74
angstremas (A) 20
anizotropija 173
— dirbtinė 179
antistoksinė sritis 263
apertūra 41, 53, 57, 100
apertūrinė diafragma 80
apertūrinis kampas 80
aplanatas 72
aplanatiniai taškai 72
aplinka 173
apochromatas 77
apostilbas (asb) 25
apšviestumas 23
artimasis taškas 83
astigmatizmas 73, 75, 87
atatrankos elektronas 217
atsispindėjimas 38, 221
atsispindėjimo dėsnis 38
— koeficientas 221
atvaizdas 37
atvaizdo didinimas 44, 55
— ryškumas 68

B

banga, elektromagnetinė 128
— elektroninė 315
— fazinė (Debroilio) 313
— koherentinė 107
— radijo 19
— sferinė 127
— stovinti 127
banga, šviesos 128
bangos paviršius 130
— spindulys 130
Bijė bilėšis 109

binoklinis regėjimas 95
Briusterio dėsnis 161
Bugerios — 189

C

charakteristika, liuksamperinė 249
— voltamperinė 249
Christianseno filtras 207
chemiliuminescencija 293
chromatinis kontrastas 94

Č

Čerenkovo spinduliavimas 293

D

daltonizmas 94
dichroizmas 164
didinimas, tiesinis 55, 60, 68
— kampinis 67
difrakcija, elektronų 310
— Kirchhofo—Frenelio 136
— Fraunhoferio 136
— šviesos 136
difrakcinė gardelė 141
dioptrija (D) 58
dispersija 75, 153, 185
— anomalioji 187
dispersija, chromatinė 198
— kampinė 153
— normalioji 186
— santykinė 76
— vidutinė 76
— tiesinė 153
dispersijos kreivė 185
— koeficientas 76
— sritis 156
distorsija 75
Doplerio efektas 126, 276
dvigubas šviesos lūžimas 161

E

Eichenvaldo tyrimai 229
eksitonas 253
ekstinkcijos koeficientas 210
elektrinis momentas 191, 211
elektroliuminescencija 293
elektromagnetinių bangų spektras 19
elektronas, atatrankos 217
— optinis 192
elektroninis mikroskopas 324
— (optinio atvaizdo) umformeris 326
elektronų difrakcija 310
emisijos pajėgumas 295
enantiomorfinė (kristalų) forma 200
energijos centras 274
— kvantas 308
epidiaskopas 97
ešeletas 148

F

Fabri—Pero etalonas 121
Ferma principas 36
Fizo tyrimas 281
fluorescencija 259, 261
fluoroskopas 264
fosforescencija 259, 265
fotas (ph) 24
fotoelektrinis efektas 240
— — išorinis 240
— — vidinis 248
— — užtveriamojo sluoksnio 254
fotoefekto raudonoji riba 243
fotoelektronas 240
fotoelementas 254
fotografijos aparatas 96
fotolaidumas 248
fotolaidumo raudonoji riba 250
fotoliuminescencija 259
fotoliuminescencijos trukmė 264
fotometras 26
fotometrija 21
fotometrijos dydžiai 22
— matavimai 26
— vienetai 22
fotometrinis (spinduliavimo) ekvivalentas 33
fotonas 213, 217
fotosrovė 240
fotovarža 248
Frenelio biprizmė 109
— formulės 224
— juostos (zonos) 132

Frenelio rombas 234
— veidrodžiai 109

H

h-konstanta, Planko 213
Hefnerio lemputė 21
— žvakė 21
Herco teorija 281
homocentrinis spindulių pluoštas 37
Huigenso—Frenelio principas 130

G

γ-spinduliai 20
gardelė 141
— erdvinė 143
— fazinė 147
— kristalinė 148
— plokšti 143
— tiesinė 141
gardelės konstanta 141
— plokštuma 145
— skiriamoji galia 155
geltonoji dėmė 90
gerapatitas 164

I

iksas (X) 20
imersijos sistema 100
indikatrisė 209
infraraudonieji spinduliai 18, 20
interferencija 107
interferencijos juosta 112
interferencinis dilatometras 124
interferencinis komparatorius 123
interferometras 117
interferometras, Lumerio—Gerkio 121
— Maikelsono 119, 284
— Žameno 117
iradiacija 88
išbarstymas, šviesos 207, 214
išbarstymo koeficientas 210, 214, 215
išlaisvinimo darbas 244

J

Johansono plokštelės 123
Jofės ir Dobronravovo tyrimas 245
juostinė plokštelė 134

K

kamerinis skystis 81
kardinaliniai elementai 67
katakaustika 45
katarakta 89
kaustika 71
Kero efektas 180
— konstanta 181
Kirchhofo dėsnis 297
koherentiškumas 107
koherentiniai spinduliai 107
koma 73
kombinacinis šviesos išbarstymas 212
Komptono efektas 217
kristalų plokštelių spalva 177
kritinė opalescencija 211
kosinuso dėsnis 24
kvantinis našumas 257

L

Lamberto dėsnis 23
$\frac{\lambda}{4}$ —(lambda ketvirtadalio) plokštelė 168
Larmoro precesija 205
Lauės metodas 148, 151
Lebedevo tyrimas 235
lęšis, elektrinis 323
— magnetinis 322
— optinis 56, 81
lęšio židinys 58
laužiamoji galia 58
liuksas (lx) 224
liuksmetras 32
liumenas (lm) 22
liuminescencija 259
liuminescentinė analizė 266
— lempa 267
Lorenco teorija 283
lūžimo (Sneliaus) dėsnis 46, 315
— rodiklis 47, 315

M

Maikelsono ir Morlejaus tyrimas 283
Maliaus dėsnis 165
mazgas 65

mazginė plokštuma 67
metastabilinis būvis 261
metras (m) 123
milimikronas (mμ) 20
mikronas (μ) 20
mikrointerferometras, Liniko 119
mikroskopas, elektroninis 324
— optinis 97
mikroskopo didinimas 98
— skiriamoji galia 324

N

nefelometras 206
nepaprastasis spindulys 162
Nikolio prizmė, arba nikolis 163
nitas (nt) 25
Niutono žiedai 120

O

objektyvas 96, 99
okuliaras 99
optika, elektroninė 310
— fizikinė 106
— geometrinė 35
— judamų aplinkų 268
— molekulinė 185
optikos praskaidrinimas 124
optinė ašis 41, 53, 56, 162
— pirometrija 299, 301, 302
optinės sistemos gylis 68
optinis atvaizdas 37
— elektronas 197
— kelias 47
— prietaisas 79
— spektras 19
optiškai aktyvi medžiaga 197
— tankesnė medžiaga 47

P

pagrindinis piūvis 162
p-n perėjimas 255
panašumo dėsnis 321
paprastasis spindulys 162
Pašeno—Bako efektas 203
pirometras 301
Planko formulė 308
— (*h*) konstanta 245, 308
pleochroizmas 164
plonų plėvelių spalvos 113
poliarimetrs 197
poliarizacija, apskrita 168
— elipsinė 167
— tiesinė 161
poliarizacijos plokštuma 161
— plokštumos sukimas 196
poliarizuojamumas 174
poliaroidas 164
Prevo taisyklė 295
projekcijos aparatas 96
— kampas 80
Purkinje efektas 93
pusės bangos $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ plokštelė 168
pusšešėlis 36

R

radijo bangos 19, 20
radiometras 205
radopsinas 91
raginė 81
reflektorius 101
refrakcija (lūžimas) 46, 195
refraktometras 49
— interferencinis 118
refraktorius 101
relaksacija 253
Relejaus—Džinso formulė 302
reliatyvumo teorija 286
rentgeno spinduliai 20
ribinis kampas 49
ryškumas 24

S

Sadovskio tyrimas 238
santykinė anga 96
savieji svyravimai 305
senatvės tolregystė 85
sinusų sąlyga 56
skiriamoji galia 155
sklera 80
spektras 125
spektro linija 125
— linijos išplitimas 126

spektro linijos plotis 126
spektrometrinis metodas 151
spektroskopijos normalė 123
spinduliavimas 293
— pusiausvyrinis 294
— rezonansinis 259
— šiluminis 293
spinduliavimo slopinimas 162
spindulys 35
spindulių pluoštas 35, 37
— eigos apgręžiamumas 36
spindulių veikimo nepriklausomumas 37
stabdomojo potencialo metodas 241
Stefano—Bolcmano dėsnis 298
stereoskopas 95
stereoskopinis vaizdas 95
stikliškas kūnas 81
stilbas (sb) 25
Stokso taisyklė 261
sujungtiniai taškai 37
sujungtinės plokštumos 55

Š

šešėlis 36
Šredingerio lygtis 315
šviesingumas 96
šviesos absorbcija 71, 75
— atsispindėjimas 38
— difrakcija 135
— dispersija 185
— dvigubas lūžimas 162, 175
— filtras 188
— greitis 268, 275
— interferencija 107
— išbarstymas 206
— jutimo slenkstis 92
— kvantas 217
— lūžimas 46
— mechaninis ekvivalentas 33
— našumas 33
— siekiamas tolis 188, 222
— silpnintuvas 27
— slėgimas 235
— spindulys 35
šviesos srautas 22
— stiprumas 23, 31
— šaltinis-etalonas 21

T

tarptautinė žvakė 21
tautochroninis kelias 47, 114
temperatūra, radiacinė 209
— ryškinė 302
— spalvinė 301
termoliuminescencija 293
tiesaus regėjimo prizmė 77
Tindalio efektas 206
tinklainė 81
tolimasis taškas 83
transformacijos formulės 287, 288
trichromatinė spalvų teorija 94

U

ultravioletiniai spinduliai 20
ultramikroskopas 100

V

Vavilovo tyrimas 247
veidrodis 38, 41
veidrodžio centras 41
— židinys 41
—polius 41
Verdė konstanta 201
vienodo polinkio bei storio juosta 116
vilkimo koeficientas 16, 282
Vino poslinkio dėsnis 300
vyriausias kritimo kampas 169, 223
— piūvis 87
vyriausias spindulys 80
— taškas 64
vyriausioji plokštuma 55, 64
vyriausiojo piūvio plokštuma 162
vyriausioji šviesi juosta 139
vyzdys 80

Z

Zėmano efektas 202

Ž

žvakė (cd) 22
židinys 41, 54 58
židinio nuotolis 41, 55, 58, 62, 64
— plokštuma 55

TURINYS

Pratarmė 3

ĮVADAS

Mokslo apie šviesą raidos trumpa apžvalga

§ 1. Nuo senovės laikų iki XIX amžiaus vidurio 5
§ 2. Šviesos reiškinių elektromagnetinė prigimtis 14
§ 3. Elektromagnetinių bangų spektras 18

FOTOMETRIJA

I skyrius. **Fotometrijos pagrindiniai dydžiai ir vienetai**

§ 4. Šviesos šaltiniai — etalonai 21
§ 5. Fotometriniai dydžiai ir vienetai 22
§ 6. Fotometrinių dydžių matavimas. Fotometrai 26
§ 7. Šviesos mechaninis ekvivalentas 33

GEOMETRINĖ OPTIKA

II skyrius. **Pagrindiniai geometrinės optikos principai. Šviesos atsispindėjimas**

§ 8. Šviesos spindulių sklidimas erdvėje 35
§ 9. Optinis atvaizdas 37
§ 10. Šviesos atsispindėjimas 38
§ 11. Gaubtieji veidrodžiai 41

III skyrius. **Šviesos lūžimas. Šviesą laužiančios optinės sistemos**

§ 12. Šviesos spindulių lūžimas 46
§ 13. Visiškas šviesos atsispindėjimas 48
§ 14. Šviesos spindulių eiga prizmėje 51

§ 15. Gaubti laužiamieji paviršiai 53
§ 16. Lęšiai 56
§ 17. Lęšių sudaryti atvzdai; jų didinimas 59
§ 18. Plonų lęšių sistema 61
§ 19. Stori lęšiai; jų kardinaliniai elementai 63
§ 20. Atvaizdų tikrasis ryškumas 68

IV skyrius. **Optinių sistemų (lęšių) trūkumai**

§ 21. Plataus spindulių pluošto aberacija 71
§ 22. Siaurų, pakrypusių optinės ašies atžvilgiu pluoštų aberacija 73
§ 23. Optinės sistemos asimetrijos sukeltas astigmatizmas 75
§ 24. Chromatinė aberacija 75

V skyrius. **Optiniai prietaisai**

§ 25. Apertūrinė diafragma. Įeinamasis ir išeinamasis vyzdys 79
§ 26. Akis — optinis prietaisas 80
§ 27. Fiziologinės optikos pagrindai 90
§ 28. Fotografijos ir projekcijos aparatas 96
§ 29. Mikroskopas 97
§ 30. Astronominiai optiniai prietaisai 101
§ 31. Žiūronai 103
§ 32. Geometrinė optika — bangų optikos ribinis atvejis 104

FIZIKINĖ OPTIKA

VI skyrius. **Šviesos interferencija**

§ 33. Šviesos bangų koherentiškumas 106
§ 34. Šviesos bangų interferencija 110
§ 35. Plonų plėvelių spalva 113
§ 36. Nemanochromatinių spindulių interferencija 116
§ 37. Interferometrai 117
§ 38. Interferencijos taikymas 122
§ 39. Spektro linijų plotis 125
§ 40. Šviesos stovinčios bangos 127

VII skyrius. **Šviesos difrakcija**

§ 41. Huigenso-Frenelio principas. Frenelio elementariosios juostos 130
§ 42. Lygiagrečių spindulių, einančių pro plyšį, difrakcija 136
§ 43. Lygiagrečių spindulių difrakcija, einant jiems pro kelis plyšius .. 139
§ 44. Difrakcinė gardelė 141
§ 45. Fazinė difrakcinė gardelė 147
§ 46. Rentgeno spindulių difrakcija 148
§ 47. Spektriniai prietaisai 153

VII skyrius. Šviesos poliarizacija

§ 48. Šviesos poliarizacija atsispindint. Tiesinė šviesos poliarizacija 159
§ 49. Dvigubas šviesos lūžimas. Poliarizacijos prietaisai 161
§ 50. Elipsinė ir apskrita šviesos poliarizacija 166
§ 51. Būdai elipsiškai poliarizuotai šviesai tirti 169

IX skyrius. **Anizotropinių aplinkų optinės ypatybės**

§ 52. Aplinkų optinės ir dielektrinės anizotropijos ryšys 173
§ 53. Spindulių eiga dvigubai laužiančiame šviesą kristale 175
§ 54. Kristalų plokštelių spalvos. Poliarizuotų spindulių interferencija 176
§ 55. Aplinkų anizotropija, sukelta mechaniškai jas deformuojant 178
§ 56. Aplinkų anizotropija elektriniame bei magnetiniame lauke 180

X skyrius. **Molekulinė optika**

§ 57. Šviesos dispersija 185
§ 58. Šviesos absorbcija 187
§ 59. Šviesos dispersijos elektroninės teorijos pagrindai 190
§ 60. Poliarizacijos plokštumos sukimas optiškai aktyviose aplinkose .. 196
§ 61. Zėmano efektas 202

XI skyrius. **Šviesos išbarstymas**

§ 62. Tindalio efektas 206
§ 63. Molekulinis šviesos išbarstymas 208
§ 64. Kombinacinis šviesos išbarstymas 212
§ 65. Rentgeno spindulių išbarstymas. Komptono efektas 214

XII skyrius. **Skaidrių dielektrikų ribos optika**

§ 66. Šviesos atsispindėjimas 221
§ 67. Frenelio formulės 223
§ 68. Šviesos visiškas atsispindėjimas. Eichenvaldo tyrimai 229

XIII skyrius. **Šviesos ir medžiagos sąveika**

§ 69. Šviesos slėgimas 235
§ 70. Išorinis fotoelektrinis efektas 239
§ 71. Vidinis fotoelektrinis efektas 248
§ 72. Užtveriamojo sluoksnio fotoefektas 254
§ 73. Fotoliuminescencija. Dujų fotoliuminescencija 259
§ 74. Skysčių ir tirpalų fluorescencija 261
§ 75. Kietųjų kūnų fosforescencija. Fotoliuminescencijos taikymas 265

JUDAMŲJŲ APLINKŲ OPTIKA

XIV skyrius. **Šviesos sklidimo greitis**

§ 76. Astronominiai būdai šviesos greičiui matuoti 268
§ 77. Laboratoriniai būdai šviesos greičiui matuoti 270
§ 78. Fazinis ir grupinis šviesos sklidimo greitis 273
§ 79. Doplerio efektas optikoje 276

XV skyrius. **Šviesos sklidimo greitis judamose aplinkose**

§ 80. Herco teorija. Fizo tyrimas 281
§ 81. Lorenco teorija. Maikelsono tyrimas 283
§ 82. Specialiosios reliatyvumo teorijos pagrindiniai teiginiai. Lorenco-Einšteino transformacijos formulės 286
§ 83. Kai kurios specialiosios reliatyvumo teorijos išvados 288

SPINDULIAVIMAS

XVI skyrius. **Šiluminis spinduliavimas. Jo pagrindiniai dėsniai**

§ 84. Spinduliavimo sužadinimo būdai 293
§ 85. Kūnų emisijos ir absorbcijos pajėgumas. Absoliučiai juodi kūnai 291
§ 86. Kirchhofo dėsnis 297
§ 87. Stefano-Bolcmano dėsnis 298
§ 88. Vino poslinkio dėsnis 300
§ 89. Relejaus-Džinso formulė 302
§ 90. Spinduliavimo energijos kvantai, Planko formulė 306

ELEKTRONINĖS OPTIKOS PAGRINDAI

XVII skyrius. **Elektroninis mikroskopas**

§ 91. Elektronų difrakcija 310
§ 92. Debroilio teorija. Elektroninės bangos 312
§ 93. Simetrinių magnetinio ir elektrinio laukų ypatybės 317
§ 94. Magnetiniai ir elektriniai lęšiai 321
§ 95. Elektroniniai mikroskopai 324
§ 96. Elektroniniai optiniai atvaizdų umformeriai 326
Priedas. Uždavinių sprendimas 328
Dalykų rodyklė 351

Бразджюнас Повилас, Повило
ОБЩАЯ ФИЗИКА
III часть
На литовском языке
Госполитнаучиздат Лит. ССР, 1963 г.

Redaktorius *A. Petraitis*
Viršelis dail. *J. Klimausko*
Techn. redaktorius *St. Lukoševičius*
Korektorė *M. Zukmanienė*

Leidinys Nr. 7222. (2—3) Tiražas 7000 egz.
Pasirašyta spausdinti 1963.V.28. LV 08350.
Popierius 60×92¹/₁₆=11,25 pop. lapo, 22,5 sp. lanko+4 įkl., 19,65 apsk. leid. lanko. Kaina Rb. 0,80

Spausdino Valst. „Pergalės“ sp. Vilniuje, Latako g. 6.
Užsak. Nr. 253